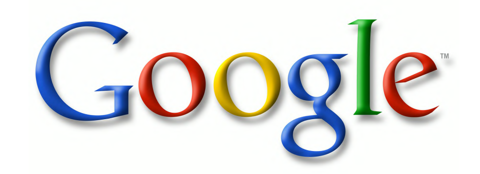


This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

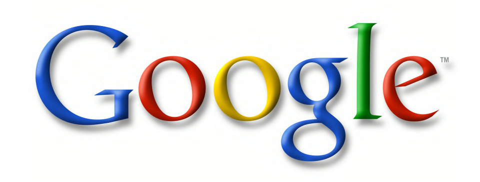
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/



A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

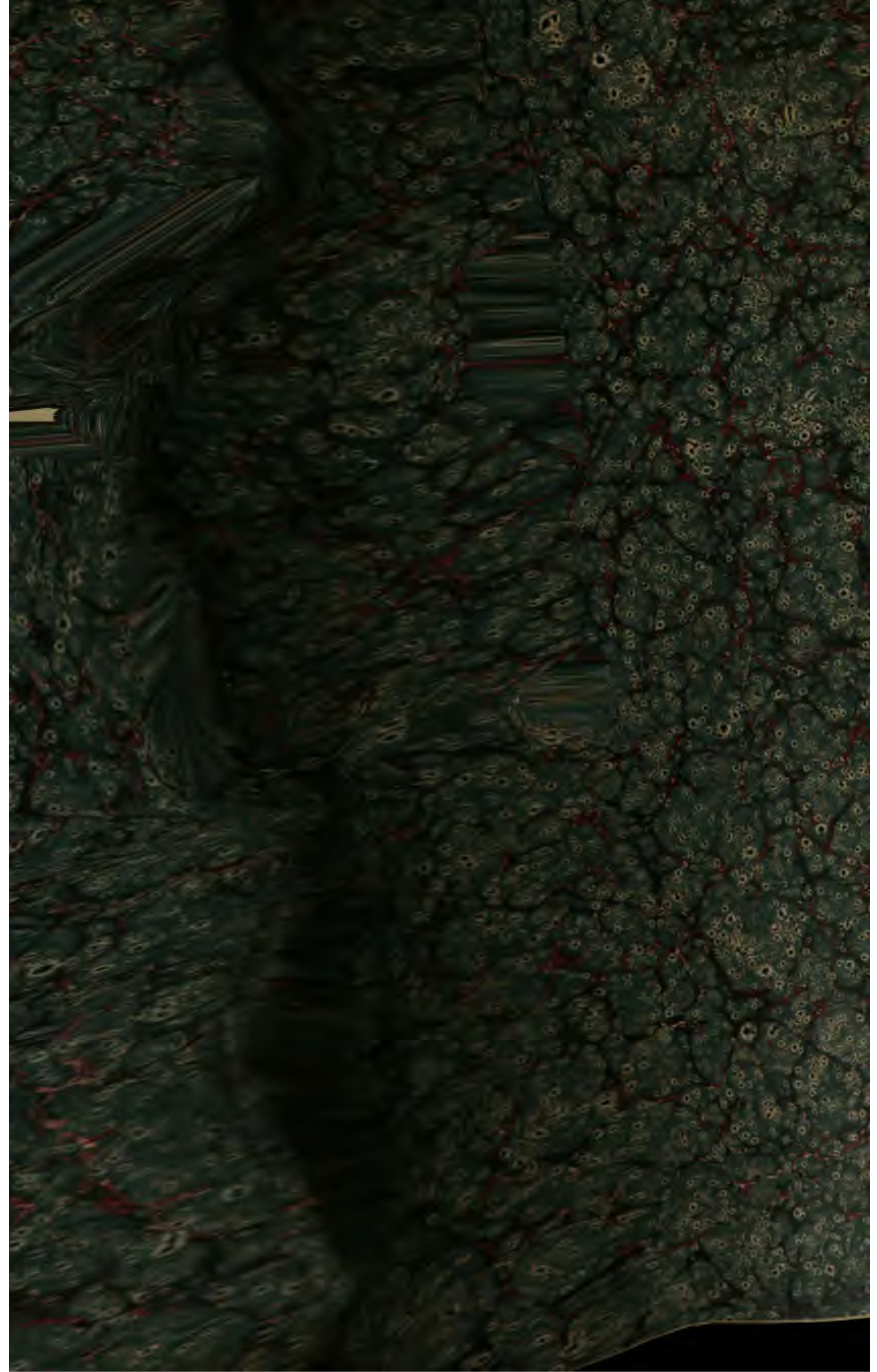
Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.
+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.
+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`


1837
ARTES
SCIENTIA
VERITAS
LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE
Librairie Française.
H. Welter à Paris
59, Rue Bonaparte 59
Librairie étrangère.



Physics Library

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

LISTE DES COLLABORATEURS.

MM. **Abria**, doyen de la Faculté des Sciences de Bordeaux.
Alluard, professeur à la Faculté des Sciences de Clermont.
André, astronome adjoint à l'Observatoire de Paris.
Angot, agrégé, docteur ès sciences.
Berthelot, membre de l'Institut.
Bertrand, secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.
Billet, professeur à la Faculté des Sciences de Dijon.
Blavier, inspecteur des lignes télégraphiques.
Bontemps, inspecteur des lignes télégraphiques.
Bourbouze, préparateur de Physique à la Faculté des Sciences de Paris.
Bourget, directeur des Études à Sainte-Barbe.
Boutan, inspecteur général de l'Université.
Bouty, professeur au lycée de Reims.
Branly, répétiteur à l'École des Hautes Études.
Brion, professeur au lycée Saint-Louis.
Briot, professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
Brisse, répétiteur à l'École Polytechnique.
Caspari, ingénieur hydrographe de la Marine.
Cazin, professeur au lycée Fontanes.
Chautard, professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.
Cornu, professeur à l'École Polytechnique.
Crova, professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.
Decharme, professeur au lycée d'Angers.
Desains, membre de l'Institut.
Duclaux, professeur à la Faculté des Sciences de Lyon.
Favre, membre correspondant de l'Institut.
Fernet, répétiteur à l'École Polytechnique.
Gavarret, professeur à l'École de Médecine.
Gay, professeur au lycée d'Amiens.
Gernez, professeur au lycée Louis-le-Grand.
Gréhant, professeur suppléant à la Faculté des Sciences de Paris.
Gripon, professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
Jamin, membre de l'Institut.
Lallemand, professeur à la Faculté des Sciences de Poitiers.
Laussedat, lieutenant-colonel du Génie.
Leclert, ingénieur des Constructions navales.
Lemoine, ancien élève de l'École Polytechnique.
Lespiault, professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux.
Lissajous, recteur de l'Académie de Chambéry.
Marié-Davy, directeur de l'Observatoire météorologique de Montsouris.
Mascart, professeur au Collége de France.
Maurat, professeur au lycée Saint-Louis.
Mercadier, ingénieur des lignes télégraphiques.
Moutier, professeur à Sainte-Barbe.
Neyreneuf, professeur au lycée de Caen.
Niaudet-Bréguet, ingénieur-constructeur.
Potier, ingénieur des Mines.
Rayet, professeur à la Faculté des Sciences de Marseille.
Raynaud, directeur des transmissions télégraphiques.
Resal, membre de l'Institut.
Sainte-Claire Deville (H.), membre de l'Institut.
Sarrau, répétiteur à l'École Polytechnique.
Terquem, professeur à la Faculté des Sciences de Lille.
Thurot, membre de l'Institut.
Violle, professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.
Wolf, astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.

Paris. — Imprimerie de Gauthier-Villars, quai des Grands-Augustins, 55.

32820

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

PUBLIÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA,
PROFESSEUR DE PHYSIQUE AU LYCÉE HENRI IV.

TOME QUATRIÈME. — ANNÉE 1875.

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
RUE BONAPARTE, 31.

1875

Physics Library
QC
1
J86
v. 4

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

ACTINOMÉTRIE;

PAR M. MARIÉ-DAVY,
Directeur de l'Observatoire météorologique de Montsouris.

L'actinométrie est entrée dans le cadre des observations régulières de la plupart des observatoires. Si les pluies fournissent aux plantes l'eau nécessaire à leur alimentation, si la chaleur met leurs organes dans des conditions favorables à l'exercice de leurs fonctions vitales et à la formation des produits organiques qu'on attend d'elles, c'est la lumière ou la chaleur rayonnante, d'origine solaire, qui seule fournit à leur travail la somme de force vive qu'elles y emmagasinent. Il est des récoltes qui, pour mûrir, exigent une température élevée; mais la plupart de celles qu'on demande au sol de la France ont surtout besoin d'un ciel clair et lumineux. Le degré d'éclairement du ciel est donc un des éléments les plus importants d'un climat.

Il ne s'agit plus ici, on le comprend, d'études théoriques sur la température du Soleil, sur la somme de rayons qu'il répand dans l'espace, sur les propriétés de ces rayons. Ces divers points formeront longtemps encore un sujet de travaux de laboratoire exigeant des appareils spéciaux et particulièrement, croyons-nous, la pile thermo-électrique. Ce qu'il nous faut, c'est un instrument d'observation courante comme le thermomètre ordinaire.

L'actinomètre généralement employé en Angleterre est le thermomètre d'Herschel. Il se compose d'un thermomètre à mercure, à réservoir sphérique noirci au noir de fumée et renfermé dans un tube de verre renflé à son extrémité en un petit ballon dont le centre coïncide avec le centre du réservoir. Le vide est fait dans l'enveloppe autour du thermomètre. L'instrument est généralement couché à la surface d'un gazon bien découvert et loin de tout abri.

La loi du refroidissement de Newton est, dans ce cas, sensiblement vraie. En admettant que la boule noircie perde, par rayonnement, une quantité de chaleur proportionnelle à l'excès de sa température sur celle de l'enveloppe de verre, cet excès peut servir de mesure à la somme de rayons que reçoit la boule au travers de l'enveloppe vitreuse. Cette dernière en arrête, pour son propre compte, une proportion variable avec la nature et l'origine des rayons reçus, ce qui avait fait condamner par Arago ce genre d'appareils, qui n'est qu'une transformation du photomètre de Leslie. Arago avait raison sans doute de repousser le photomètre de Leslie en tant que photomètre général; mais l'objection perd à peu près toute sa valeur quand on applique l'instrument à la mesure de rayons ayant une même origine, le Soleil, malgré les altérations que l'état variable de l'atmosphère apporte à leur composition.

Le thermomètre d'Herschel nous paraît toutefois insuffisant, parce qu'on n'y connaît point la température de l'enveloppe vitreuse et que la mesure actinométrique se trouve ainsi fournie par une différence de deux nombres, dont un seul est exactement connu.

L'actinomètre de l'observatoire de Montsouris se compose de deux thermomètres semblables à celui d'Herschel; mais l'un d'eux seulement a sa boule noircie au noir de fumée; l'autre est à boule nue. Ces deux instruments sont portés par un même pied, à une hauteur d'environ $1^{m},80$ au-dessus d'un sol gazonné, dans un endroit bien découvert; leurs réservoirs sont à une distance l'un de l'autre juste suffisante, 30 à 40 centimètres, pour que la lumière réfléchie par l'un d'eux n'influence pas sensiblement l'autre.

Ces deux instruments marchent d'accord dans l'obscurité; dès qu'ils sont frappés par la lumière du jour, le noir marque un degré qui dépasse l'autre d'un nombre d'autant plus élevé que la lumière est plus vive. C'est la différence des deux températures que l'on prend pour degré actinométrique.

Cet actinomètre présente toutefois un grave défaut qu'il importe d'écarter. S'il est exactement comparable à lui-même, il ne l'est pas nécessairement à un autre semblable. La nature du verre et surtout les dimensions des thermomètres et de leurs enveloppes ont une influence marquée sur leurs indications, en sorte que, si l'on opère sans précaution, on s'expose à introduire dans la science des séries de nombres ayant chacune leur valeur individuelle, mais n'en ayant aucune comme données d'ensemble. D'un autre côté, les données actinométriques trouvent surtout leur intérêt actuel dans la comparaison entre la quantité de rayons qui nous parvient réellement et celle qui nous parviendrait si l'atmosphère était pure.

A mesure que le Soleil s'incline vers l'horizon dans sa course diurne ou annuelle, l'épaisseur de la couche atmosphérique traversée par ses rayons va croissant suivant une loi que Lambert a exprimée par la formule

$$\varepsilon = \sqrt{2rh + h^2 + r^2\cos^2 z} - r\cos z,$$

dans laquelle r est le rayon terrestre, h la hauteur verticale de l'atmosphère et z la distance du Soleil au zénith. On trouvera, dans l'*Annuaire météorologique et agricole de Montsouris,* pour l'année 1875, la Table des valeurs de ε, calculées pour des distances zénithales z variant de dix en dix minutes de 10 à 90 degrés, ou pour des hauteurs H du Soleil au-dessus de l'horizon, allant de 80 degrés à zéro.

Le degré actinométrique théorique est, d'autre part, donné par la formule de Bouguer

$$\theta = A p^{\varepsilon},$$

dans laquelle A est la constante solaire compliquée de la constante instrumentale, et p la constante atmosphérique. Afin de vérifier si cette formule est applicable à l'actinomètre de Montsouris, on a choisi, parmi deux années d'observations, les jours pendant lesquels l'atmosphère s'est montrée le plus pure. En voici le tableau par ordre des valeurs décroissantes de ε :

Dates.	θ	ε	Moyennes. θ	Moyennes. ε
27 janvier 1873	12,2	2,496	12,2	2,496
24 septembre 1873	13,7	1,524	13,7	1,524
25 mars 1873	14,0	1,455	14,0	1,455
21 avril 1874	14,7	1,247	14,55	1,242
23 avril 1874	14,4	1,237		
27 avril 1874	14,6	1,217	14,5	1,217
15 août 1873	14,4	1,216		
21 mai 1874	14,9	1,138	14,7	1,138
20 juillet 1873	14,5	1,134		

De ces six valeurs moyennes de θ et ε, transportées dans la formule de Bouguer, on tire les cinq valeurs suivantes de p :

$$0{,}8875, \quad 0{,}8762, \quad 0{,}8661, \quad 0{,}8737, \quad 0{,}8719,$$

moyenne $p = 0{,}875$, à laquelle correspond $A = 17^\circ{,}0$.

La constante atmosphérique $p = 0{,}875$, qui mesure le degré moyen de transparence de l'atmosphère dans les jours de l'observation, est essentiellement variable d'un jour et même d'une heure à l'autre, sous l'influence de la vapeur d'eau contenue dans l'air; elle est notablement plus forte que celles qui ont été données par les divers physiciens, et dont voici le relevé :

D'après Bouguer	$p = 0{,}8123$
» Lambert	$p = 0{,}5889$
» Leslie	$p = 0{,}7500$
» Pouillet	$p = 0{,}75$ à $0{,}82$
» Forbes	$p = 0{,}685$
» Quetelet	$p = 0{,}62$

Le dernier nombre de Quetelet est déduit des données fournies par l'actinomètre d'Herschel. Ces grandes divergences tiennent à la diversité des lieux d'observation, et surtout à la diversité des méthodes. Le nombre fourni par l'actinomètre de Montsouris est, en particulier, plus élevé que ceux de Pouillet, parce que Pouillet recevait directement les rayons solaires sur une surface noircie, sans interposition de lame de verre qui intercepte une fraction des rayons

les moins transmissibles au travers de l'atmosphère, et aussi parce que Pouillet ne mesurait que les rayons directs du Soleil, tandis que l'actinomètre de Montsouris mesure les rayons qui viennent de tous les points du ciel. Quand la transparence de l'atmosphère diminue, son pouvoir diffusif augmente, et le dernier effet compense en partie le premier.

La constante solaire $A = 17°,0$ étant affectée d'une constante instrumentale qu'il est essentiel d'écarter, on prend à Montsouris $A = 100$, sauf à multiplier tous les résultats obtenus par 5,88, quotient de 100 divisé par 17. C'est ce facteur 5,88 qui, changeant avec l'instrument, doit être déterminé avec soin, soit par une comparaison directe que l'observatoire de Montsouris fait à toute demande, soit par la détermination de la constante solaire propre à l'instrument, comme il a été indiqué plus haut.

L'*Annuaire de Montsouris* pour 1875 contient :

1° Une Table des degrés actinométriques déduits de la formule $\theta = 100 p^{\epsilon}$, pour l'heure de midi moyen, les 1er, 11 et 21 de chaque mois de l'année pour des latitudes variant de degré en degré, de 42 à 51 degrés : elle est donc applicable à toute la France;

2° Une Table des moyennes des degrés actinométriques calculés pour les observations de 6 et 9 heures du matin, midi, 3 et 6 heures du soir : c'est la moyenne diurne pour les 1er, 11 et 21 de chaque mois et pour les latitudes de 42 à 51 degrés;

3° Enfin une troisième Table donne les valeurs de $100 p^{\epsilon}$, l'argument ϵ variant de 2 en 2 centièmes, depuis 1,00 jusqu'à 3,98. Cette Table est destinée aux observateurs qui voudraient opérer à une heure quelconque, en prenant le soin de mesurer, avec un cercle vertical muni d'une simple alidade, la hauteur H du Soleil au-dessus de l'horizon au moment de la lecture de l'actinomètre.

On trouvera dans l'*Annuaire* les résultats de la comparaison faite entre les degrés actinométriques calculés et les degrés actinométriques observés pour chaque jour de l'année; nous en extrayons seulement les moyennes mensuelles contenues dans le tableau suivant.

Si l'atmosphère était douée d'une transparence parfaite, auquel cas p serait égal à 1, et si, durant toute l'année, le jour était de douze heures, le degré actinométrique moyen serait toujours égal à 100. Les nombres contenus dans la première colonne du tableau mon-

trent dans quelle proportion ce degré théorique est abaissé par l'influence d'une atmosphère réelle supposée pure et par les inégalités des jours dans les diverses saisons.

Mois.	Degré moyen calculé.	Degré moyen observé.	Rapport.	Total des degrés moyens observés.
Octobre 1873...	43,3	19,3	0,45	598
Novembre.....	36,1	14,0	0,39	420
Décembre......	31,3	9,1	0,29	282
Janvier 1874....	34,4	12,8	0,37	397
Février.......	41,1	17,5	0,43	490
Mars.........	51,1	28,1	0,55	871
Avril.........	66,7	38,4	0,58	1152
Mai...........	74,3	46,5	0,63	1442
Juin..........	76,7	52,2	0,68	1566
Juillet........	75,6	51,3	0,68	1590
Août.........	69,9	42,3	0,61	1311
Septembre.....	57,2	31,5	0,55	940

En décembre, l'éclairement calculé est réduit à moins du tiers 0,313; en juin, il s'élève à 0,767. L'éclairement observé est encore plus faible. En décembre 1873, il a été de 0,29 de l'éclairement calculé; en juin et juillet il en a été les 0,68. Or l'année 1873-1874 a été remarquable moins par sa température, qui est ordinaire, que par son éclairement. La somme des degrés actinométriques, depuis les semailles jusqu'au 1er août 1874, est à très-peu près égale à la somme des degrés de l'année précédente, depuis la même époque des semailles jusqu'au 15 ou 16 août 1873. Sous le rapport de la somme de lumière reçue, l'année 1874 était donc d'une quinzaine de jours en avance sur l'année 1873, et les récoltes ont présenté à peu près la même avance.

Toute expérience de Physiologie végétale portant sur l'action de la lumière doit être accompagnée de la mesure directe de la totalité des rayons que reçoit la plante en observation.

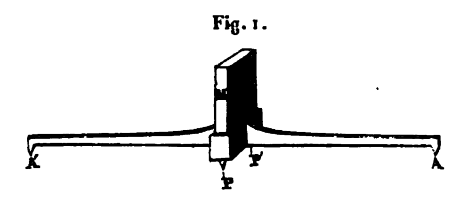
SUR LE LEVIER A RÉFLEXION;

PAR M. A. CORNU.

La nécessité de mesurer de petites longueurs en valeur absolue m'a conduit à employer un dispositif expérimental applicable à une foule de cas; je l'appellerai *levier à réflexion*, et décrirai une de ses applications à la mesure de petites épaisseurs et à celle de la *courbure* des surfaces cylindriques et sphériques : sous cette forme on peut le nommer le *sphéromètre à réflexion*.

Imaginons un fléau de balance (*fig.* 1) reposant sur un couteau

Fig. 1.



ou mieux sur deux pointes P, P' et présentant à chaque extrémité une pointe A et A'.

Il porte en son milieu un miroir plan parallèle à la ligne des deux pointes PP' et perpendiculaire à la ligne des deux autres AA'. Il est en équilibre instable lorsque la ligne AA' est horizontale; on allége la monture centrale de façon que le centre de gravité soit aussi près que possible de l'axe AA'.

Imaginons ce levier placé sur un plan et les quatre pointes réglées de façon à poser à la fois sur la surface d'un plan; plaçons sous les pointes P, P' une lame à faces parallèles (*fig.* 2), dont on veut connaître l'épaisseur; alors le levier ne portera plus sur les quatre pointes : on pourra le faire basculer autour de l'axe PP'.

Si l'on observe l'angle dont le levier se déplace dans cette rotation (ce qui est très-aisé avec une lunette et une échelle divisée se réfléchissant dans le miroir), on déduira de la longueur du levier l'épaisseur ε qu'on désire obtenir.

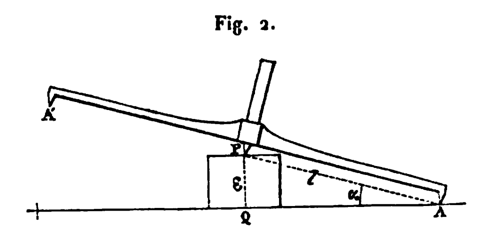
En effet, dans le triangle PAQ, on a

$$\sin \mathrm{PAQ} = \frac{\varepsilon}{l},$$

l étant la demi-longueur du levier.

Le mouvement de bascule double cet angle, et la réflexion double encore une fois, de sorte qu'on observe quatre fois l'angle PAQ.

Fig. 2.



Si l'épaisseur est petite par rapport à la demi-longueur du levier, on pourra remplacer les sinus et tangentes par les arcs, de sorte que l'on pourra écrire

$$\varepsilon = l\alpha,$$

α étant le quart de l'angle mesuré sur l'échelle divisée, c'est-à-dire tel que

$$\frac{n - n'}{4\text{D}} = \alpha,$$

n et n' étant les points de division extrêmes visés par la lunette, et D la distance du miroir à l'échelle.

L'observation que nous venons de décrire suppose que les quatre pointes sont dans un même plan : on arrive assez aisément à cette condition en prenant pour AA' les pointes de deux vis à filet très-petit : avec quelques précautions dans la manœuvre, on arrive à serrer ou desserrer l'une d'elles de façon que le mouvement de bascule devienne de plus en plus petit, lorsque l'appareil est posé sur un plan.

Mais on peut se passer de ce réglage à l'aide d'une observation préliminaire. En effet, supposons que la ligne AA' soit située au-dessus de l'axe de rotation PP' à une distance h : lorsqu'on fera basculer le levier sur un plan, on observera un angle de rotation α_0, tel que

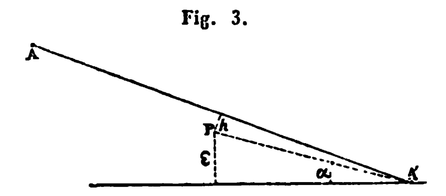
$$\sin\alpha_0 = \frac{h}{l} \quad \text{ou simplement} \quad \alpha_0 = \frac{h}{l},$$

d'où l'on conclura la quantité h.

Si maintenant on veut mesurer une autre épaisseur ε (*fig.* 3),

le déplacement angulaire du levier correspondra à la somme de l'angle α_0 et de l'angle α, qu'on aurait mesuré si h était nul.

Fig. 3.



On retranchera donc de la différence des lectures faites sur l'échelle divisée $n - n'$, lors de la mesure de l'épaisseur cherchée, la différence $n_0 - n'_0$, faite lors de l'observation initiale du levier seul; on aura alors

$$\varepsilon = l \times \frac{(n - n') - (n_0 - n'_0)}{4D}.$$

Ce dispositif a sur le sphéromètre ordinaire l'avantage d'une simplicité telle, que chacun peut aisément le construire de ses mains. Cet avantage, déjà fort important, n'est pas le principal. Le levier à réflexion a surtout pour but de permettre les *mesures absolues*, c'est-à-dire rapportées à l'unité de longueur vraie. Or l'unité de longueur est donnée soit par une règle étalonnée, soit par une machine à diviser. Comme le pas de la vis d'une telle machine est rarement métrique, on parvient, à l'aide d'un microscope placé sur le chariot de la machine, à déterminer la valeur métrique du pas de la vis, à l'aide d'une règle auxiliaire: ces deux instruments, règle et machine, sont donc équivalents.

Mais un sphéromètre à vis est excessivement difficile à comparer avec une machine à diviser ou avec une règle; en tout cas, les modes de comparaison usités jusqu'à ce jour sont très-indirects; si bien qu'en général on se contente de l'affirmation du constructeur pour la valeur du pas de la vis du sphéromètre, ce qui conduit quelquefois à des erreurs de 1 pour 100 et au delà pour la valeur absolue des quantités qu'on mesure.

Le levier à réflexion n'est point sujet à ces causes d'erreur.

La longueur $2l$ des deux pointes se détermine avec une machine à diviser; à $\frac{1}{100}$ de millimètre près : si $2l = 100^{mm}$ environ, on a une précision relative de $\frac{1}{10000}$. Comme le pas de la vis a pu être comparé à une bonne règle, la mesure réduite de $2l$ est absolue.

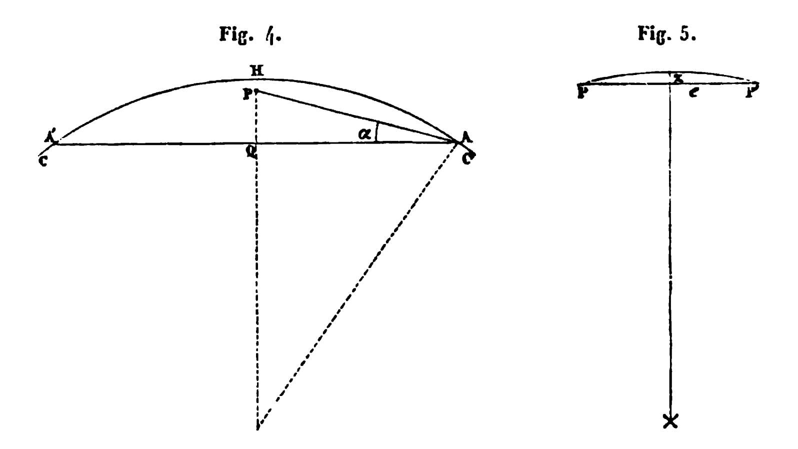
Il ne reste plus qu'à tracer ou à mesurer, avec la même machine les traits de l'échelle divisée qu'on emploiera et à vérifier, toujours avec la même machine à diviser, la règle avec laquelle on mesurera D, distance de l'échelle au plan de réflexion.

En général, il suffira de prendre $D = 1$ à 2 mètres; l'approximation de D sera d'au moins $\frac{1}{2}$ millimètre, c'est-à-dire $\frac{1}{2000}$ pour 1 mètre et $\frac{1}{4000}$ pour 2 mètres.

Quant à $n - n'$, comme on estime avec une bonne lunette $\frac{1}{10}$ de millimètre, il suffira de s'arranger de manière à avoir $n - n' > 100^{mm}$ pour avoir le millième comme erreur relative.

En résumé, il sera donc aisé d'obtenir une précision voisine du millième sur l'ensemble des opérations, ce qu'on est loin d'atteindre avec les sphéromètres.

Le levier à réflexion est surtout utile pour la mesure des courbures, et spécialement en Optique, dans le cas de la mesure des éléments géométriques des lentilles, objectifs, miroirs, etc.



Prenons le cas le plus général d'une courbure sphérique à mesurer (*fig.* 4). Le mouvement de rotation du levier posé sur la surface à mesurer s'effectue autour de la ligne passant par les deux pointes. On détermine donc ainsi la flèche de l'arc compris entre les points touchés par les points A, A'.

Rigoureusement parlant, ce n'est pas cette flèche que l'on détermine, mais cette flèche diminuée de la flèche de l'arc transversal compris entre les deux pointes P, P'. Comme les pointes ne sont

écartées que de la quantité nécessaire à la stabilité du levier, la correction très-petite qu'elle nécessite (les flèches varient comme le carré des arcs) se fait à l'aide de la valeur approchée de la courbure.

Soit α l'angle PAA'; la flèche $f = PQ$ définie par cet angle est donnée par la formule

$$f = l \sin \alpha.$$

Le rayon ρ du cercle passant par les trois points A, P, A' satisfait à la condition

$$l^2 = f \times 2\rho;$$

et le vrai rayon de courbure R passant par les points A, A', H à celle-ci :

$$\overline{AQ}^2 = l^2 - f^2 = HQ \times (2R - HQ);$$

formule dans laquelle on a $HQ = f + z$, z étant la petite flèche produite par l'écartement $2e$ des pointes P, P'.

Donc on a aussi (*fig.* 5)

$$e^2 = z \times (2R - z) = 2Rz \text{ approximativement.}$$

On peut, comme z est excessivement petit, se contenter de la valeur approchée ρ du rayon R,

$$\rho = \frac{l^2}{2f},$$

d'où

$$z = \frac{e^2}{2R} = \frac{e^2}{2\rho} = \frac{e^2}{l^2} f.$$

Substituant dans $\overline{AQ}^2$, il vient

$$l^2 - f^2 = (f + z)[2R - (f + z)],$$

d'où

$$2R = \frac{l^2 - f^2}{f\left(1 + \frac{e^2}{l^2}\right)} + f\left(1 + \frac{e^2}{l^2}\right).$$

Or on peut prendre aisément

$$\frac{e}{l} = 0,1, \quad \frac{e^2}{l^2} = 0,01 \quad \text{et} \quad \frac{e^4}{l^4} = 0,0001,$$

qu'on peut négliger; de plus $\frac{f}{l}$ est également très-petit : on peut donc négliger le produit $\frac{f^2 e^2}{l^4}$; développant en série le dénominateur, il vient, après avoir supprimé les termes négligeables,

$$2R = \frac{l^2}{f}\left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right).$$

Substituant la valeur de f,

$$R = \frac{l^2\left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right)}{l \sin\alpha}, \quad \text{ou approximativement} \quad \frac{l}{\alpha}\left(1 - \frac{e^2}{l^2}\right);$$

α étant toujours le quart de l'angle observé sur la surface courbe, diminué de l'angle observé sur un plan.

Si l'angle α était un peu notable, il vaudrait mieux le calculer, avec la Table de logarithmes, par la formule

$$2 \tan 2\alpha = \frac{n - n'}{D},$$

qu'on trouve aisément d'après la condition que l'échelle est normale au rayon visuel lorsque le levier est dans la position moyenne.

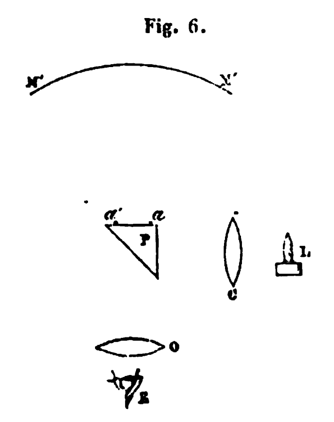
Pour s'habituer à l'usage du levier à réflexion, il est bon de l'employer à la mesure de la courbure d'un miroir concave, par exemple de la surface concave d'une lentille divergente. On a, en effet, une vérification très-délicate pour la mesure optique du rayon de courbure ; on répète les observations jusqu'à ce qu'on obtienne la concordance des deux valeurs.

La détermination optique du rayon de courbure de la surface concave s'obtient aisément de la façon suivante : on dispose (*fig.* 6) un petit prisme hypoténuse P, de façon à renvoyer sur toute la surface du miroir MM' la lumière d'une lampe monochromatique (alcool salé), rendue convergente sur la face aa' par une lentille C.

On colle avec un peu de cire un fil métallique d'environ $\frac{1}{5}$ de millimètre de diamètre sur la face aa' en a, de façon que ce fil, parallèle aux arêtes, dépasse de 4 à 5 millimètres la surface horizontale du prisme. Après quelques tâtonnements, on arrive aisément à recevoir l'image conjuguée de la face a' du prisme au-dessus

de ce prisme et dans le plan de cette face. On aperçoit alors l'image du fil a' qui se projette sur l'image éclairée de la face du prisme et aussi le prolongement du fil a qui se détache sur le même fond brillant.

Fig. 6.



Avec un oculaire (qui n'a pas besoin d'être achromatique) d'autant plus puissant que le miroir concave sera plus parfait, on pourra observer le fil et son image côte à côte et régler la distance au miroir, de telle façon qu'ils soient bien dans un même plan perpendiculaire à l'axe principal du miroir.

Il suffit alors de mesurer la distance du centre du miroir au plan commun des deux images pour avoir le rayon de courbure cherché.

Pour les commodités et la précision de l'expérience, le prisme P, la lentille C, la lampe L et l'oculaire O doivent être disposés sur un même support qui glissera dans une coulisse dirigée suivant l'axe du miroir ([1]).

([1]) La mesure absolue du rayon de courbure est fondée sur l'observation initiale du levier posé sur un plan parfait : il faut donc être assuré que cette dernière surface remplit cette condition ou au moins connaître cette courbure. Pour effectuer cette vérification, la méthode optique suivante est très-délicate. On choisit pour plan une lame de glace polie et l'on observe par réflexion sur sa surface l'image d'un objet éloigné ou la fente d'un collimateur, à l'aide d'une bonne lunette. Si l'on n'est pas obligé de modifier le tirage de la lunette pour voir l'objet directement et par réflexion, et surtout si l'image de cet objet est également nette sous toutes les incidences, la surface est suffisamment plane. Si l'image perd sa netteté, il faut rejeter la lame ou chercher si, dans certains azimuts de réflexion, la netteté des lignes perpendiculaires au plan d'incidence ne se conserve pas. Il arrive presque toujours qu'un de ces azimuts donne une image

Le levier optique se prête à une foule d'autres applications ; l'une des plus utiles est la mesure de la flèche des flexions des corps élastiques.

Je suis parvenu avec ce dispositif à estimer de semblables mouvements d'une petitesse comparable aux longueurs d'onde de la lumière : il suffit de diminuer suffisamment la longueur du bras de levier et d'augmenter à la fois la puissance de la lunette et la distance de l'échelle divisée. Au point de vue de la délicatesse, comme de la précision, l'appareil ne laisse donc rien à désirer : toutefois il ne faudrait pas se faire illusion sur les conditions géométriques de l'instrument et croire qu'on peut avoir à la fois l'extrême précision et l'extrême délicatesse : il y a là une question d'erreurs relatives facile à apprécier. En raccourcissant le levier, on perd en précision ce qu'on gagne en sensibilité.

LE BOUMERANG;

PAR M. E. BURAT,
Professeur au lycée Saint-Louis.

Le *Boumerang* est un instrument de jet des sauvages de l'Australie, qui, après avoir parcouru un certain espace, revient du côté où il a été lancé; il peut atteindre l'ennemi caché entièrement par un arbre ou tout autre obstacle. Cette arme si curieuse a été étudiée par divers voyageurs et par quelques physiciens. Des essais de théorie complète ont été tentés [1]. Je me bornerai ici à rendre compte de l'effet principal, du retour de l'instrument.

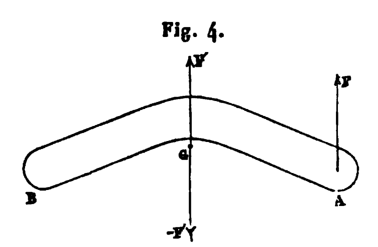
---

suffisante en modifiant le tirage; on peut alors tirer parti de cette lame en calculant sa courbure suivant le plan de réflexion. En effet, d'après la théorie des caustiques, on sait que la distance focale des rayons parallèles, après réflexion sous une incidence i, est égale à $\delta = \frac{1}{2} R \cos i$, R étant le rayon de courbure de la surface dans le plan de réflexion ; on observe le *dépointement* ou variation de tirage de la lunette, on en conclut δ, d'où $R = \frac{2\delta}{\cos i}$. En augmentant l'angle d'incidence, on multiplie, pour ainsi dire, la courbure autant qu'on le veut par le facteur $\frac{1}{\cos i}$.

[1] *Voir* en particulier : ERDMANN, *Ann. de Pogg.*, t. CXXXVII, p. 1, 1869; WERNER STILLE, *Ann. de Pogg.*, t. CXLVII, p. 1, 1872; et un Mémoire anonyme dans les *Archiv für die Offiziere der Artillerie*, etc., p. 27; Berlin, 1852. Dans ce dernier

1. Le Boumerang est une lame plate de bois très-dur présentant une courbure très-prononcée (*fig.* 1); il a une épaisseur très-petite

Fig. 4.



relativement à sa largeur. On le lance en le saisissant par une de ses extrémités A et en lui imprimant un rapide mouvement de rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan de la lame.

Si l'on découpe une lame de carton, et qu'on la tienne par son extrémité B entre le pouce et l'index, tandis que l'on donne une impulsion F à l'autre extrémité A, par un coup vivement porté; si l'on fait en sorte que cette force F soit dirigée dans le plan de la lame, lequel est incliné par rapport à l'horizon et forme avec lui l'angle θ, l'appareil est lancé et prend le mouvement du Boumerang.

Il est évident que *cette impulsion communique à la lame deux mouvements, l'un de translation, l'autre de rotation.*

En effet, appliquons au centre de gravité G du corps deux forces F', — F' égales et contraires, ayant même direction et même intensité que F; nous aurons :

1° La force F', qui donnera au centre de gravité G un mouvement de translation dont la vitesse est V;

2° Le couple (F, — F'), qui donnera au corps un mouvement de rotation dans le plan P autour d'un axe XY perpendiculaire à P et passant par le centre de gravité G.

Si la rotation est assez rapide, *cet axe sera stable,* et, pendant tout le mouvement *le projectile ne sortira pas sensiblement du plan primitif* P *déterminé par l'inclinaison initiale* de la feuille de carton.

Mémoire, qui m'a été signalé après la rédaction de cette Note, l'auteur arrive aux conclusions auxquelles j'ai été conduit de mon côté. Comme moi, il a négligé de s'occuper du relèvement que prend le Boumerang lorsque sa vitesse de rotation se ralentit : c'est d'ailleurs un phénomène qui n'est pas particulier à notre projectile; il est bien connu de tous ceux qui étudient les questions de tir.

En effet, l'air oppose au mouvement du projectile dans ce plan une résistance très-faible, puisque la lame fend l'air par sa tranche, tandis que la chute suivant la verticale est ralentie par la résistance opposée par l'air suivant la normale au plan P.

2. Étudions maintenant de plus près l'action des forces qui agissent sur le corps à un instant quelconque.

Le poids ϖ, appliqué au centre de gravité G, se décompose en deux forces, l'une Q normale au plan P, l'autre ϖ', *dirigée suivant la ligne de plus grande pente de ce plan.*

La première force

$$Q = \varpi \cos\theta$$

sera en grande partie détruite par la résistance de l'air, et ne jouera qu'un rôle secondaire dans le mouvement, à cause de la forme du projectile; l'autre, qui a pour expression

$$\varpi' = \varpi \sin\theta,$$

ayant une grandeur et une direction constantes, montre de suite la nature de la trajectoire du point G dans le plan P. En effet, nous avons un point matériel G animé ici d'une vitesse initiale et sollicité par une force constante en grandeur et en direction; la question revient donc au premier problème de la balistique, et le *point* G *doit décrire dans le plan* P *une parabole dont l'axe est la ligne de plus grande pente de ce plan.*

3. Soient O la position initiale de G; OX et OY l'horizontale et la ligne de plus grande pente du plan passant par ce point; soit, de plus, α l'angle de la vitesse initiale v_0 avec OX. Si nous rapportons la trajectoire aux axes OX et OY, son équation sera

$$y = x \operatorname{tang}\alpha - \frac{g'}{2v_0^2 \cos^2\alpha} x^2,$$

g' étant l'accélération due à la force ϖ', c'est-à-dire

$$g' = g \sin\theta.$$

L'amplitude OA du jet s'obtiendra en faisant $y = 0$ dans l'équation précédente; elle sera donc

$$OA = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g'} = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g \sin\theta}.$$

Si $\alpha = 0$, c'est-à-dire si la vitesse initiale est dirigée suivant la ligne de plus grande pente,

$$OA = 0,$$

et le projectile revient au point de départ.

Ainsi, *quand on lance le Boumerang suivant la ligne de plus grande pente d'un plan oblique à l'horizon, l'instrument doit revenir au point de départ.*

On voit que la ligne de plus grande pente du plan P joue ici le même rôle que la verticale dans le mouvement parabolique des projectiles ordinaires. Si l'on dirigeait exactement suivant la verticale l'axe d'un canon de fusil, la balle retomberait au point de départ; de même ici, avec le projectile particulier qui nous occupe, si l'on imprime à cette lance de carton un mouvement giratoire oblique à l'horizon par une impulsion dirigée suivant la ligne de plus grande pente de son plan, la lance s'éloigne de l'observateur; puis, revenant sur elle-même, retourne à son point de départ.

NOTE HISTORIQUE SUR LA LIQUÉFACTION DES GAZ;

PAR M. A. TERQUEM.

On considère généralement Faraday comme étant parvenu le premier, en 1823, à liquéfier les gaz; ses essais commencèrent par le chlore, qu'il obtint à l'état liquide, en chauffant dans un tube scellé à la lampe l'hydrate solide de chlore. C'est Davy qui lui avait suggéré cette expérience.

Il parvint ensuite à liquéfier l'acide sulfureux, l'acide sulfhydrique, l'acide carbonique, l'acide chlorhydrique, le protoxyde d'azote, l'ammoniaque et le cyanogène. Il enfermait dans un tube de verre coudé et fermé à la lampe les substances propres à la préparation du gaz; en refroidissant une des extrémités du tube, tandis que la réaction et le dégagement se produisaient à l'autre extrémité, il isolait le gaz liquéfié par sa propre pression. En 1845, il publia de nouvelles recherches sur la liquéfaction des gaz; il comprimait le gaz à liquéfier à l'aide d'une pompe, tout en le refroidissant

avec le mélange dont Thilorier avait donné la composition, celui d'acide carbonique solide et d'éther, placé en outre dans le vide.

Avant Faraday, cependant, l'ammoniaque avait déjà été liquéfiée par Guyton de Morveau; mais cette expérience resta isolée, et l'on n'y fit pas grande attention, tandis que Faraday a donné une méthode générale qu'il a appliquée lui-même à tous les gaz connus.

Guyton de Morveau fit, en 1799, des expériences à l'École Polytechnique, avec des mélanges réfrigérants [*Sur les refroidissements artificiels* (*Annales de Chimie*, 1re série, t. XXIX, p. 290)]; il employait un mélange de 6 parties de neige et de 9 ou 10 parties de chlorure de calcium, d'où résultait un froid de 48°,75 au-dessous de zéro. Il cite, entre autres, l'expérience suivante :

« On a mis, dans une cornue de verre, le mélange ordinaire de muriate d'ammoniaque et de chaux. La chaux avait été faite exprès de marbre blanc : on avait fait sublimer le muriate d'ammoniaque dans la vue de le priver, autant que possible, d'eau de cristallisation.

» On a adapté au bec de la cornue un appareil composé de deux ballons enfilés et de deux flacons. Les deux ballons étaient vides; le premier flacon contenait du mercure, le second de l'eau.

» L'appareil étant luté (au lut gras), on a mis le feu sous la cornue, l'air atmosphérique des vaisseaux s'est dégagé. En même temps on a refroidi le premier ballon à — 21°,25, en l'entourant d'un mélange de muriate de soude et de neige.

» La cornue commençant à s'échauffer, on vit se dégager des vapeurs aqueuses, qui se condensaient en liqueur dans le col de la cornue et en glace dans le premier ballon de l'appareil. Ce second ballon fut refroidi à — 48°,75, par le mélange de muriate de chaux et de neige. On vit alors des gouttes de liqueur tapisser ses parois. Le froid soutenu à peu près au même degré, ces gouttes se réunirent au fond du ballon.

» Le thermomètre, plongé dans le mélange réfrigérant, n'indiquant plus que — 36°,25, la liqueur conservait son état; mais il ne s'en formait pas de nouvelle.

» Le mélange refroidissant fut renouvelé, et le froid porté entre — 41 et — 42 degrés; on accéléra en même temps le dégagement d'ammoniaque : la liqueur du second ballon augmenta sensiblement de volume; il ne s'échappait que très-peu de gaz par le dernier

flacon, et la pression sur le lut gras du ballon où s'opérait la liquéfaction fit suinter l'huile du lut dans le ballon même, où elle se figea aussitôt.

» On laissa refroidir la cornue et l'on attendit que l'appareil reprît la température de l'atmosphère; à mesure qu'il en approchait, la liqueur du second ballon se réduisait en gaz. Elle fut bientôt réduite à près de moitié de son volume : on se proposait de recueillir le gaz dans un flacon rempli d'eau distillée; mais, au moment où la presque totalité de la liqueur avait repris la forme gazeuse, l'eau du flacon remonta subitement dans le ballon.

» L'eau qui, au commencement de l'opération, s'était congelée dans le premier ballon, s'étant convertie en liqueur ammoniacale, lors du dégagement du gaz, resta liquide à —21°,25.... Il paraît constant que le gaz ammoniacal le plus sec, ou dépouillé d'eau, autant qu'il est possible, en passant dans un vaisseau où l'eau se gèle à la température de — 21 degrés, se condense en liqueur à la température de — 48 degrés, et qu'il reprend la forme élastique à mesure que la température se rapproche de celle de l'atmosphère. On se propose de répéter l'expérience pour avoir une pleine confirmation de ce résultat, en prévenant avec soin la rentrée de l'eau du flacon dans le récipient, dans lequel il est très-probable qu'il ne restera pas une goutte de liqueur après qu'il aura repris la température de l'air ambiant. On examinera en même temps si une portion de ce gaz, reçue immédiatement sur le mercure, ne laisserait pas aller encore une portion d'eau quelconque à la potasse bien calcinée qu'on y introduirait; car, comme on a cru que l'eau chargée d'un peu de ce gaz est restée liquide dans le premier ballon, à un froid de — 21 degrés, il serait possible qu'une bien moindre quantité d'eau, unie à une plus grande quantité de gaz, devînt capable de résister à un froid de — 48 degrés. »

On voit que Guyton reconnaissait que le côté faible et critiquable de son expérience, c'est que le gaz employé n'était pas complétement desséché; mais les faits connus aujourd'hui démontrent que sa crainte était exagérée; il est regrettable qu'il n'ait pas confirmé par d'autres expériences le résultat qu'il avait obtenu, et dont il n'était pas complétement sûr.

A. Terquem.

EILHARDT WIEDEMANN. — Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes, und ihre Beziehungen zu den Oberflächenfarben der Körper (Sur la polarisation elliptique de la lumière et ses rapports avec les couleurs superficielles des corps); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 1; 1874.

Le principal objet de ce Mémoire est l'étude de la polarisation elliptique, produite par la réflexion de la lumière à la surface des corps qui présentent des couleurs superficielles.

La plupart des auteurs qui ont étudié la réflexion métallique se sont bornés à déterminer, pour une ou plusieurs couleurs : 1° la valeur de l'angle de polarisation, c'est-à-dire de l'angle d'incidence pour lequel les deux composantes du rayon elliptique, parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence, ont une différence de marche égale à $\frac{\lambda}{4}$; 2° le rapport des amplitudes de ces deux composantes. Dans l'étude actuelle, on a déterminé, pour cinq longueurs d'ondes différentes et pour diverses incidences, la différence de marche des deux composantes du rayon elliptique et le rapport de leurs amplitudes. La détermination de l'angle de polarisation se trouve comprise comme cas particulier dans cette recherche.

La méthode employée par l'auteur est celle de Senarmont ([1]), légèrement modifiée. L'adjonction d'un petit spectroscope à vision directe permet d'étendre les déterminations aux principales raies de Fraunhofer. Quand, pour une position convenable du mica d'un quart d'onde et du Nicol analyseur, plusieurs bandes noires apparaissent dans le spectre, les différences de marche et les rapports des amplitudes correspondants sont les mêmes pour ces diverses couleurs sous l'incidence que l'on emploie. Si, pour une position fixe du mica, diverses couleurs du spectre disparaissent successivement par la rotation du Nicol, les différences de marche sont les mêmes, mais le rapport des amplitudes varie d'une couleur à l'autre. On peut ainsi saisir d'un coup d'œil la marche générale du phénomène que l'on étudie.

Les recherches ont porté sur la fuchsine, le violet d'aniline et le cuivre. Pour les deux premières substances, on obtenait une sur-

([1]) *Voir* Jamin, *Traité de Physique*, t. III, p. 638; ou Verdet, *Traité d'Optique physique*, t. II, p. 554.

face réfléchissante convenable, en versant sur des glaces de verre une couche d'une solution alcoolique qu'on laissait ensuite dessécher. Les observations se rapportent au rouge voisin de C, à la ligne D, à une couleur intermédiaire à E et à b ($E\frac{1}{2}b$), à la ligne F et à un rayon équidistant de F et de G ($F\frac{1}{2}G$).

Les résultats des expériences de l'auteur, et aussi ceux obtenus par M. Van der Willigen [1] pour l'indigo et l'hématite, et par M. Jamin [2], ont été représentés par des séries de courbes comparatives. Les trois premières séries ont été obtenues en prenant pour abscisse l'angle d'incidence et pour ordonnées : 1° les différences de marche δ des deux composantes de la vibration, polarisées parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence, exprimées en fractions de longueur d'onde; 2° les rapports $\tan g\psi$ de leurs amplitudes; 3° les rapports $\tan g^2\psi$ de leurs intensités. Elles se rapportent aux seules expériences de M. Wiedemann. Les quatre séries suivantes, contenant les résultats des trois expérimentateurs, ont pour abscisses les longueurs d'ondes et pour ordonnées : 1° l'angle J de polarisation; 2° la tangente de cet angle; 3° le rapport $\tan g\Psi$ des amplitudes correspondantes; 4° le rapport $\tan g^2\Psi$ des intensités correspondantes.

L'examen de ces courbes conduit à des remarques importantes.

1° Les courbes δ, relatives aux différences de marche pour la fuchsine, le violet d'aniline et le cuivre, présentent la plus grande analogie, si l'on se borne aux rayons D, $E\frac{1}{2}b$ et F, c'est-à-dire aux rayons pour lesquels les deux premières substances sont opaques; mais pour les rayons C et $F\frac{1}{2}G$, à l'égard desquels la fuchsine est transparente, l'analogie n'existe plus, et les courbes δ ressemblent à celles que fournit l'étude des corps transparents.

Il en est de même pour la courbe δ des rayons rouges C, avec le violet d'aniline. Ainsi *les corps semi-métalliques se comportent, au point de vue des différences de marche, comme les corps transparents pour les rayons qu'ils laissent passer, et comme les métaux pour les rayons qu'ils arrêtent.*

2° On sait que le rapport $\tan g\Psi$ des amplitudes correspondant à l'angle de polarisation est le rapport des axes de l'ellipse suivant laquelle s'exécute la vibration lumineuse dans le rayon réfléchi

---

(1) VAN DER WILLIGEN, *Annales de Poggendorff*, t. CXVII, p. 464.
(2) JAMIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXII, p. 311.

sous cet angle. Ce rapport peut, en quelque sorte, servir de mesure à l'*elliptisation* produite par la réflexion. L'examen des courbes tangΨ montre que *plus la lumière d'une certaine longueur d'onde est absorbée par un corps, plus la réflexion l'elliptise.* On voit de même sur les courbes J que *l'angle de polarisation présente une variation maximum pour les longueurs d'ondes qui avoisinent les bandes d'absorption.*

3° L'indice de réfraction n d'un corps transparent est égal à la tangente de l'angle de polarisation tangI. Si l'on étendait cette loi aux corps opaques, en prenant, au lieu des angles I, les angles J leurs analogues, les courbes tangJ se rapporteraient aux indices de réfraction; leur examen établirait alors que cet indice éprouve des variations maximum dans le voisinage des bandes d'absorption. Cette conclusion concorde avec les observations de Kundt sur les dissolutions de substances qui absorbent fortement la lumière, et l'on pourrait faire de cette concordance un argument en faveur de la généralisation de la loi de Brewster. Les lois de la polarisation par réflexion seraient alors corrélatives des lois de la dispersion; on pourrait, par exemple, calculer, d'après les expériences de M. Wiedemann, la dispersion de la fuchsine solide : cette dispersion serait énorme, car la différence des indices correspondant aux raies C et F serait (2,251 — 1,327). Pour le sulfure de carbone, cette différence n'est que (1,622 — 1,655).

4° Enfin l'examen des courbes tracées par Wiedemann permet de prévoir le sens du dichroïsme que présentent les substances à couleurs superficielles soit dans l'air, soit en contact avec d'autres milieux. Les colorations de la lumière réfléchie, polarisée dans le plan d'incidence ou perpendiculairement à ce plan, résultent du mélange des diverses couleurs contenues en proportion inégale dans les deux faisceaux; elles dépendent du rapport δ des amplitudes correspondant à chaque incidence et à chaque couleur, et peuvent être calculées approximativement au moyen des angles J de polarisation et des amplitudes tangΨ correspondantes; mais cette étude intéressante nous entraînerait trop loin. Nous renverrons au Mémoire original pour la discussion des divers cas et la comparaison avec les résultats de l'expérience, qui est d'ailleurs satisfaisante.

E. Bouty.

A.-W. WRIGHT. — On the polarisation of the zodiacal light (Sur la polarisation de la lumière zodiacale); *Silliman American Journal*, mai 1874, et *Philosophical Magazine* (4), t. XLVIII, p. 13.

La polarisation de la lumière zodiacale ne peut être mise en évidence à l'aide du polariscope de Savart, même lorsqu'on remplace la tourmaline par un prisme de Nicol. Cette lumière a en effet une intensité trop faible, et elle est trop peu polarisée pour qu'on puisse l'étudier d'une manière sûre avec cet instrument. Après avoir essayé les polariscopes les plus variés, l'auteur en a rencontré un, accidentellement, qui est particulièrement propre à l'étude de la lumière zodiacale : c'est une plaque de quartz perpendiculaire à l'axe, formée d'un cristal gauche dans lequel est enchâssée une plaque rectangulaire de quartz droit qui empiète des deux côtés d'une petite quantité sur l'autre. Il résulte de là que, placée entre deux prismes de Nicol, cette plaque montre deux bandes étroites, résultant de la superposition des deux quartz, qui n'ont aucune coloration, et qui passent du blanc au noir suivant la position de l'analyseur. Elles se détachent en blanc sur fond rouge pourpre quand les sections principales des Nicols sont parallèles, et en noir sur fond jaune verdâtre quand ces sections sont perpendiculaires. Le polariscope se compose de cette plaque fixée au bout d'un tube, dont l'autre extrémité porte un Nicol analyseur mobile autour de son axe. Pour peu que la lumière qui traverse l'instrument soit polarisée, on reconnaît la structure hétérogène de la plaque, même lorsque la source lumineuse a peu d'intensité.

Voici le résumé des recherches de l'auteur :

1° La lumière zodiacale est polarisée dans un plan passant par le Soleil ;

2° La quantité de lumière polarisée est très-vraisemblablement de 15 pour 100 ; elle peut atteindre 20 pour 100 de la lumière totale ;

3° Le spectre de cette lumière n'est pas sensiblement différent de celui de la lumière solaire, à l'intensité près ;

4° Elle provient du Soleil et est réfléchie sur une matière solide ;

5° Cette matière solide consiste en météorites de petites dimensions, qui tournent autour du Soleil dans des orbites inclinées sur l'écliptique.

D. GERNEZ.

H. HERWIG. — Die elecktrodynamischen Erscheinungen abbängig vor der Freien Elecktricität an der Oberfläche Stromleiter (Influence de la distribution de l'électricité libre sur les actions électrodynamiques apparentes); *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 44; 1873.

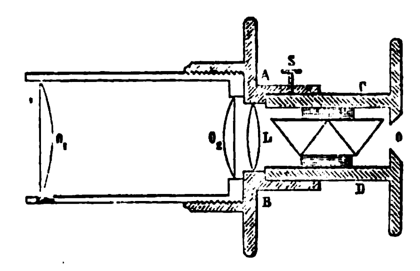
Les attractions ou répulsions de deux circuits par des courants électriques doivent dépendre, non-seulement des intensités de ces courants, mais aussi de la manière dont se distribue l'électricité libre à la surface des conducteurs. Si, par exemple, dans l'électro-dynamomètre, on s'arrange de manière à faire passer le courant successivement dans les deux bobines, puis dans une grande résistance, les deux bobines seront chargées d'électricités de même signe; si, au contraire, la grande résistance est intercalée dans le circuit entre les bobines, celles-ci seront chargées d'électricités de signes contraires. Les forces mesurées par la déviation de la bobine suspendue pourront être différentes dans les deux cas, bien que l'intensité du courant reste la même, et cette différence sera d'autant plus sensible que les deux bobines seront plus éloignées de la perpendicularité.

Employant 36 éléments de Bunsen, l'angle des axes des deux bobines étant de 81 degrés environ, M. Herwig est arrivé à avoir des déviations différant de $\frac{1}{27}$ de leur valeur, en déplaçant une résistance liquide introduite dans le circuit.

A. Potier.

F. ZÖLLNER. — On a simple ocular-spectroscope for stars (Sur un spectroscope oculaire simple pour les étoiles); *Berichte der kön. Sächs. Gesellschaft*, avril 1874; et *Philosophical Magazine*, t. XLVIII, p. 157; 1874).

La figure suivante représente en grandeur naturelle la coupe d'un spectroscope fixé à l'oculaire d'une lunette.



Sur la monture de l'oculaire O_1 O_2, on visse un tube AB, dans lequel est enchâssée une lentille cylindrique L de 10 centimètres

de foyer. Dans ce tube entre un second tube CD portant un petit prisme à vision directe qu'une vis de pression S fixe dans la position convenable.

Pour observer avec cet instrument le spectre d'une étoile, on retire d'abord le prisme, et l'on règle l'oculaire de façon que, l'œil étant en O, on aperçoive une mince ligne de lumière; le prisme est alors mis en place et tourné de telle sorte que son arête soit bien parallèle au foyer linéaire de la lentille cylindrique.

D'après M. Zöllner, l'intensité lumineuse de ce petit spectroscope est si considérable, que, combiné avec un petit télescope de 3c,5 d'ouverture et de 40 centimètres de foyer, il montre distinctement les lignes des étoiles de 1re grandeur, et même celles de α d'Hercule, quand l'état de l'atmosphère le permet. On pourrait lui adapter aisément une échelle micrométrique, et même, sans cette addition, il est propre à des observations systématiques ayant pour but d'établir la constitution typique des spectres des étoiles fixes.

A. Lallemand.

M. AVENARIUS. — Ueber innere latente Wärme (Sur la chaleur latente interne); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 303; 1874.

L'auteur a répété les expériences de Cagniard-Latour.

Un liquide est renfermé dans un tube scellé à la lampe dont l'air a été chassé, puis chauffé progressivement; le liquide s'élève d'abord jusqu'à une certaine température τ, s'arrête un instant, se trouble, puis monte très-rapidement; le trouble disparaît, et la colonne liquide limitée par un petit nuage continue à s'élever, remplit complétement le tube et, jusqu'à la température de 350 degrés, on n'observe plus rien de particulier: si on laisse refroidir progressivement, le trouble recommence à la température τ. On ne commence généralement à apercevoir la limite du liquide que lorsque le trouble a disparu et que la hauteur est celle du liquide avant l'ascension rapide signalée plus haut. Quand les tubes ont été très-chargés, le liquide apparaît d'abord en haut, quand ils l'ont été très-peu il apparaît en bas.

La température τ du trouble reste la même, quelle que soit la

rapidité de l'échauffement et la quantité de liquide introduite (bien que celle-ci soit très-petite, on voit après le trouble la colonne baisser rapidement et l'évaporation se faire). C'est cette température que M. Avenarius considère comme celle de volatilisation complète ou de chaleur latente interne nulle.

Les températures ainsi observées pour quatre liquides ont été :

Éther.	Sulfure de carbone.	Chlorure de carbone.	Acétone.
196,2	276,1	292,5	246

Si, d'autre part, on construit les formules empiriques donnant : 1° la chaleur latente de vaporisation; 2° le travail extérieur correspondant à cette vaporisation, et qu'on cherche pour quelle température ces deux quantités sont égales, on trouve :

Éther.	Sulfure de carbone.	Chlorure de carbone.	Acétone.
196	274 ou 284	298,7 ou 300,7	230 ou 271

résultats satisfaisants, d'autant plus que ces derniers nombres résultent de formules empiriques étendues au delà des limites pour lesquelles elles ont été calculées.

A. Potier.

SCHÜNGEL. — Ueber Aenderung der Tonhöhe durch Ortsveränderung der Schallquelle und eine darauf gegründete Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles (Sur le changement de hauteur des sons par suite du déplacement du centre d'ébranlement, et sur la détermination de la vitesse du son à l'aide de ce premier phénomène); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 356, 1873.

M. Buys-Ballot chercha, il y a quelques années, à vérifier directement la théorie de Doppler sur le changement de hauteur des sons perçus, produit par le déplacement du corps sonore. Un observateur placé à une station de chemin de fer écoutait le son rendu par un cor dont jouait un second observateur placé sur une locomotive en mouvement; il comparait le son entendu à un son fixe identique à celui du cor. Le résultat fut à peu près nul, à cause de la diminution rapide de l'intensité du son produit et des bruits étrangers qui vinrent troubler l'audition.

L'auteur de ce travail a opéré par une autre méthode déjà connue:

il a pris deux diapasons, l'un faisant 512 vibrations par seconde, et l'autre 508, produisant par suite quatre battements par seconde; le diapason le plus grave se trouvant placé sur un chariot mobile qui se rapproche de l'observateur, le nombre de battements diminue. Il suffit donc, pour vérifier la formule théorique, de déterminer : 1° la vitesse de déplacement du chariot; 2° la durée exacte des battements entendus. M. Schüngel a employé dans ce but un procédé graphique, qui cependant, il le reconnaît, ne présente pas toute la précision désirable et pourrait être perfectionné.

Le pendule d'une horloge à secondes, en fermant un instant un courant, produit des points régulièrement espacés sur la bande de papier d'un récepteur Morse. La poignée du manipulateur du même télégraphe, quand elle est abaissée, ferme un second courant, et fait tracer ainsi par le style du récepteur sur la même bande de papier une ligne continue, dont la longueur, comparée à l'écartement des points équidistants dont il a été question précédemment, donne la durée pendant laquelle la poignée a été maintenue abaissée. Ce même courant passe également dans un second électro-aimant dont le contact se trouve attiré.

D'un autre côté, au chariot qui porte le diapason mobile est fixé un fil qui vient s'enrouler dans la gorge d'une poulie tournant autour d'un axe vertical. L'attraction du contact, à l'aide de leviers convenablement disposés, fait appuyer contre la circonférence de cette poulie un galet mis préalablement en rotation à l'aide d'une grande roue horizontale mue à la main et d'une corde sans fin. Quand, au contraire, le contact s'écarte de l'électro-aimant, un couteau arrête instantanément la poulie qui produisait le mouvement du chariot.

On empêche autant que possible tous les sons étrangers de se produire, et l'on munit en outre l'oreille d'un résonnateur correspondant aux sons des deux diapasons.

La poignée du manipulateur qui, en fermant le courant, met le diapason en marche, est abaissée à l'instant précis où l'on entend un maximum, et la laisse relever au moment d'un autre maximum, après avoir compté un certain nombre de battements. La longueur de corde enroulée donne le chemin parcouru par le chariot, et, comme le temps se trouve inscrit sur la bande de papier, on en déduit la vitesse de déplacement du diapason ainsi que la durée des

vibrations, en tenant compte du nombre de battements qu'on a comptés.

La formule à vérifier est la suivante :

$$n' = \frac{nV}{V - v};$$

n' est le nombre de vibrations perçues pendant le déplacement de la source, n le nombre réel de vibrations, V la vitesse du son, et v celle du chariot. On avait $n = 508$, v en moyenne $= 0^m,99$; on avait admis pour V à zéro $332^m,87$, et dans les conditions de l'expérience $342^m,21$; le calcul donne exactement

$$n' = 509,4.$$

Or la moyenne des valeurs de n' obtenues par l'expérience était exactement 509,4.

Les différences sont donc moindres que 0,1 de vibration; mais, si l'on fait le calcul inverse, et que l'on veuille déterminer V par la formule $V = \frac{n'v}{n' - n}$, on voit que l'approximation n'est plus suffisante, à cause du dénominateur $n' - n$ qui est très-faible.

M. Schüngel pense néanmoins qu'on pourrait ainsi expérimentalement déterminer la vitesse du son, en perfectionnant son appareil, et en particulier en donnant au chariot un mouvement plus régulier, continu et indépendant du procédé employé pour l'inscription du temps; le nombre de battements resterait ainsi toujours le même, et l'oreille apprécierait plus exactement leur durée.

A. Terquem.

J. NORMAN LOCKYER. — **On the molecular structure of vapours in connexion with their densities (Sur la structure moléculaire des vapeurs en relation avec leur densité)**; *Proceedings of the Royal Society*, t. XXII, p. 374.

1. J'ai essayé de résoudre, à l'aide du spectroscope, la question de savoir si les vapeurs des corps simples au-dessous des plus hautes températures sont réellement homogènes, et si les vapeurs des différents éléments chimiques sont toutes, à une même température, dans une condition moléculaire semblable. Dans la présente Note, je demande la permission d'exposer devant la Société royale les résultats préliminaires de mes recherches.

2. Nous partons des faits suivants :

I. Tous les corps simples réduits en vapeurs par le courant d'induction donnent des spectres linéaires.

II. La plupart des corps simples réduits en vapeurs dans l'arc voltaïque donnent le même spectre.

III. Beaucoup de métalloïdes, les uns à une haute température, les autres à une température ordinaire, donnent des spectres à espaces cannelés.

IV. Les corps simples à l'état solide donnent des spectres continus.

3. Si nous admettons que les spectres nous représentent les vibrations des différentes agrégations moléculaires, les observations spectroscopiques nous fourniront des faits de quelque importance pour notre recherche.

4. Et d'abord si, en l'absence de toute connaissance sur ce sujet, il pouvait être prouvé que toutes les vapeurs à tous les degrés de température ont des spectres absolument semblables en caractères, il serait beaucoup plus probable que toutes ces vapeurs sont réellement homogènes et semblables entre elles, que si les spectres présentaient des caractères différant, non-seulement d'un élément à un autre, mais encore d'une température à une autre pour le même élément.

5. A la température de la couche absorbante du Soleil, les spectres de tous les corps simples que l'on sait exister dans cette couche sont évidemment semblables en caractères, c'est-à-dire sont des spectres linéaires; il est plus probable d'après cela que les vapeurs qu'elle renferme sont homogènes, et qu'elles subsistent dans le même état moléculaire que si le spectre était mélangé.

6. Le fait que l'ordre des densités des vapeurs dans l'atmosphère du Soleil, ordre que nous pouvons déterminer par des observations spectroscopiques, qui ne s'accorde pas avec les nouveaux poids atomiques, mais s'accorde beaucoup mieux avec les anciens, m'a conduit à entreprendre la présente recherche. Ainsi je puis mentionner que mes premières observations de la rotation de la vapeur de magnésium autour du Soleil au-dessus de la vapeur de sodium

ont été dernièrement confirmées par les observateurs italiens; de sorte qu'il n'est plus douteux, je pense, que, dans le Soleil, la vapeur de magnésium est moins dense que celle du sodium.

7. Les densités des vapeurs des corps suivants ont été déterminées par l'expérience.

H.........	1	S..........	32	(atm. 1000°)
K.........	39	I..........	127	»
As.........	150	Hg........	100	»
Br.........	80	N..........	14	»
Cd.........	56	O..........	16	»
Cl.........	35,5	P..........	62	»

8. Pour poursuivre cette recherche, j'ai adopté les dispositions suivantes :

Les premières expériences ont été faites en décembre dernier sur le zinc, dans un tube de verre fermé à chaque extrémité par une plaque de verre; on faisait passer un courant d'hydrogène sec. Le tube était chauffé dans un fourneau à gaz d'Hoffmann, les fragments du métal à étudier y ayant été préalablement introduits.

Ayant reconnu que le tube de verre se fondait, je le remplaçai par un tube de fer. Ce dernier a 4 pieds de long et présente au milieu un renflement auquel on visse un tube latéral, de manière à former un T. Des garnitures sont vissées à chaque extrémité du tube principal; elles sont fermées par des plaques de verre et reçoivent chacune un petit tube, permettant de faire passer dans l'appareil un courant d'hydrogène ou d'un autre gaz. Le fourneau est alimenté par du coke ou du charbon de bois; une lampe électrique, communiquant avec une pile de Grove de trente éléments est placée à l'une des extrémités du tube et un spectroscope à un prisme est placé à l'autre. Les températures atteintes par le fourneau peuvent être convenablement divisées en quatre périodes.

I. Quand le spectre continu du tube s'étend jusqu'à la ligne D du sodium, cette ligne n'étant pas visible.

II. Quand le spectre continu s'étend un peu au delà de D, cette ligne étant visible comme une ligne brillante.

III. Quand le spectre s'étend dans le vert, D étant très-brillant.

IV. Quand le spectre s'étend au delà du vert et que D devient invisible, les parois du fourneau étant à la chaleur rouge.

Je dois ajouter que ce n'est que dans les derniers jours que j'ai pu employer la troisième et quatrième période de chaleur, attendu que le fourneau était d'abord dépourvu de cheminée, et que je ne pouvais pas obtenir un tirage suffisant; en outre, j'ai été informé, il y a peu de temps, par le professeur Roscoë, qu'il avait obtenu, avec un tube chauffé au blanc, les nouveaux spectres du potassium et du sodium.

Les résultats des expériences peuvent être réunis en tableau comme il suit :

	Vd	Nouveau poids atomique.	
H	1	1	Pas d'absorption visible,
K	39	39	Absorption linéaire.
As	150	75	Probablement une absorption à espaces cannelés.
Cd	56	112	Une absorption continue dans le bleu.
I	127	127	Une absorption à espaces cannelés, plus une bande d'absorption dans le violet.
Hg	100	200	Pas d'absorption.
N	14	14	
P	62	31	Probablement un spectre à espaces cannelés.
Na	(?)	23	Absorption linéaire.
Zn	(?)	65	Absorption continue dans le violet.
Sb	(?)	122	Un spectre à espaces cannelés et une absorption dans le bleu.
S	32	32	Un spectre à espaces cannelés.
Bi	(?)	208	Pas d'absorption.

Il résulte de ce tableau que, si la similitude des spectres est considérée comme indiquant des conditions moléculaires semblables, les vapeurs dont les densités ont été déterminées n'étaient pas dans les mêmes conditions moléculaires.

BERTHOLOMEY.

E. EDLUND. — Untersuchung über die Beschaffenheit des galvanischen Leitungswiderstandes, nebst theoretischer Deduction des Ohm'schen Gesetzes und der Formel für die Wärme Entwickelung des galvanischen Stromes (Recherche sur la nature de la résistance électrique, etc.); *Ann. de Poggendorff*, t. CXLVIII, p. 421; 1873.

L'auteur, considérant le courant électrique comme un transport réel d'une quantité d'éther [1], remarque que, dans un courant permanent, la force qui détermine le mouvement doit être entièrement

[1] M. Edlund assimile l'électricité à l'éther, et admet qu'un corps est chargé d'électricité + ou —, suivant qu'il contient plus ou moins d'éther qu'à l'état neutre.

contre-balancée par les résistances, sans quoi le mouvement s'accélérerait; la résistance d'un conducteur est donc égale à la différence des tensions à ses extrémités et proportionnelle à l'intensité du courant. Il assimile cette résistance à un frottement, et déduit de cette hypothèse la loi de Joule sur la chaleur produite.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Annales de Poggendorff.

Tome CLIII. — N° 9. — Année 1874.

SUR LES SPECTRES DE L'YTTRIUM, DE L'ERBIUM, DU DIDYME ET DU LANTHANE;

PAR M. ROB. THALÉN,
Professeur à l'Université d'Upsal.

[Extrait par l'Auteur d'un travail intitulé : *Om spektra, till hörande yttrium, erbium, etc.* ([1])].

Le but principal de la recherche en question fut de contrôler, au moyen de l'analysespectrale, s'il a été possible aux chimistes de séparer entre eux les sels d'yttrium et d'erbium, et ceux de didyme et de lanthane. Malgré les efforts des chimistes les plus habiles, on ne peut douter que la séparation de ces corps ait été jusqu'à présent très-imparfaite, comme le prouvent les travaux faits sur les spectres de ces substances par Ångström ([2]), M. Hofmann ([3]), et par moi-même ([4]). En effet, les spectres de l'yttrium et de l'erbium, d'une part, et ceux du lanthane et du didyme, de l'autre, ont toujours présenté certaines raies communes d'une intensité assez grande, dont on a tâché en vain d'expliquer complétement l'origine. On était incertain de savoir à quel corps on devait les attribuer. Appartenaient-elles à l'un ou à l'autre des corps énumérés, ou bien à quelque métal hypothétique, comme l'erbium, dont l'existence n'est pas établie? Il était nécessaire d'entreprendre des recherches nouvelles pour pouvoir décider la question.

Grâce aux travaux étendus et approfondis que vient de faire sur ces métaux M. Clève ([5]), professeur de chimie à l'Université d'Upsal, j'ai pu recevoir par lui des quantités suffisantes des composés de ces corps pour étudier de nouveau leurs spectres. La pureté des produits chimiques préparés par lui fut sans doute le plus parfaite possible, puisqu'il a employé les mêmes produits à ses déterminations des poids atomiques des métaux. C'est évidemment à cause de cette pureté que j'ai réussi à trouver non-seulement le corps auquel appartiennent en réalité les raies communes, dont il vient d'être question, mais aussi à obtenir, pour les différents corps, un plus grand nombre de raies qu'antérieurement. Le tableau sui-

---

([1]) *K. Vetenskaps Akademiens Handlingar*, Band 12, n° 4; Stockholm, 1873.
([2]) *Förhandlingar vid de Skandinav. Naturforsk.*, 9e möte, p. 138; Stockholm, 1863.
([3]) *Abhandlungen der K. Preuss. Akad. der Wiss.*, p. 229; Berlin, 1862.
([4]) *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsal.*, ser. III, vol. VI.
([5]) *Bihang till K. Sv. Vetensk. Akad. Handl.*, Band 1, n° 8; 1872.

vant indique les nombres trouvés dans les déterminations faites en 1868 et en 1873 :

Métal.	Nombre de raies. 1868		1873
Yttrium........	70	+ 12 (1)	106
Erbium........	10		83
Didyme........	6	+ 16 (1)	209
Lanthane......	49		188

Voici le résultat obtenu par cette recherche. Les raies communes, qui se présentaient autrefois dans les spectres de l'yttrium et de l'erbium, proviennent de l'yttrium, dont le spectre se caractérise par plusieurs raies très-intenses et faciles à reconnaître. L'erbium, au contraire, donne un très-petit nombre de raies caractéristiques, mais se discerne néanmoins par ses raies de tous les autres corps; quant aux raies communes, trouvées autrefois dans les spectres du didyme et du lanthane, c'est au dernier corps qu'on en doit attribuer la plupart. Du reste, les raies de ces deux métaux étant très-nombreuses se distinguent en ce que celles du lanthane sont d'une clarté extraordinaire, tandis que celles du didyme se présentent sous un aspect un peu nébuleux; la cause en est évidemment à ce que la plupart de ces dernières sont excessivement minces.

J'ai donné, dans le tableau I, les longueurs d'onde des raies principales. La planche ci-jointe reproduit les spectres des quatre métaux étudiés.

Pour pouvoir montrer l'exactitude obtenue dans ces déterminations des longueurs d'onde des raies spectrales, il me faut indiquer en quelques mots la manière d'opérer dont je me suis servi.

J'ai enregistré deux fois la position des raies brillantes rapportée à celle des raies du spectre solaire, et en faisant usage de l'Atlas bien connu d'Ångström : j'ai trouvé immédiatement leur longueur d'onde. Cependant, lorsque les raies brillantes sont faibles, ce qui est ordinairement le cas, on ne les aperçoit pas du tout sur le fond très-intense du spectre solaire; par suite, la méthode ordinaire, qui consiste à introduire simultanément dans le champ de la lunette les deux spectres, savoir le spectre solaire et celui de l'étincelle électrique, placés l'un au-dessus de l'autre, ne sera pas applicable. Dans des cas pareils, je fus obligé de modifier un peu ma manière d'opérer, et voici en quoi elle consistait.

(1) Raies communes.

TABLEAU I. — *Longueurs d'onde des raies principales.*

(Par le nombre 1 j'indique les raies les plus fortes, et par 6 les plus faibles.)

LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.
			Yttrium.				
6434,5	2	5986,5	1	5473,0	3	4785,8	3
6190,5	1	5970,5	1	5466,0	2	4681,5	4
6181,0	3	5662,0	1	5402,0	1	4673,5	3
6163,5	2	5580,5	2	5205,0	1	4643,0	2
6149,0	2	5576,0	3	5199,5	1	4526,5	3
6131,0	1	5544,5	3	5122,5	2	4422,0	2
6071,0	5	5543,0	3	5118,0	3	4374,0	1
6053,0	5	5526,5	2	5087,5 (¹)	1	4309,0	1
6036,0	4	5509,0	2	4899,5 (¹)	1	4176,5	2
6018,5	3	5496,0	1	4881,0 (¹)	1	4167,0	3
6002,5	2	5479,5	3	4854,0 (¹)	1		

Remarque. **— Les deux groupes de raies comprises depuis 6190,5 jusqu'à 5970,5, sont bien caractéristiques de l'yttrium.**

(¹) Ces raies furent regardées autrefois comme des raies « communes » à l'yttrium et à l'erbium; mais, cette fois, je n'ai pas eu *la moindre trace* de ces raies dans le spectre du dernier corps. Elles appartiennent donc toutes à l'yttrium.

Erbium.

λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*
6274,0	3	5982,5	1	5448,0	3	5334,0	2
6221,0	1	5651,0	3	5431,0	3	4993,0	3
6158,0	2	5587,5	2	5352,0	2	4935,0	3
6004,0	2	5555,0	1	5346,0	3	4785,8 (¹)	2
5990,0	3	5476,0	1	5345,0	3	4374,0 (¹)	5

Remarque. **— Les deux groupes des raies, 6004,0 — 5982,5 et 5352,0 — 5334,0, sont bien caractéristiques de l'erbium.**

(¹) Ces raies semblent coïncider actuellement avec les raies de l'yttrium.

Didyme.

λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*
5620,0	3	5301,5 large	4	4953,0	3	4634,0	3
5593,0	3	5292,5	3	4944,0	2	4580,0	3
5515,0	3	5272,5	3	4901,0 (¹)	2	4450,5	3
5492,5	3	5248,5	3	4895,5	3	4434,0	3
5484,5	3	5199,5 large	3	4890,5	3	4303,0	3
5319,0	3	5192,0	3	4882,5 (¹)	2	4109,0	3
5310,5 large	4	5129,5	2	4668,5	3		

(¹) *Remarque.* — Ces raies sont très-voisines de celles de l'yttrium, mais ne coïncident pas avec elles.

SUITE DU TABLEAU I.

LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.	LONGUEUR D'ONDE.	INTENSITÉ.
			Lanthane.				
λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*	λ	*i*
6392,5	2	5182,5	1	4668,0	2	4330,0	1
6249,0	2	4920,8	1	4662,5	1	4295,0	1
5929,0	2	4920,0	2	4661,0	2	4286,0	1
5769,0	2	4899,0 (1)	1	4654,5	2	4268,0	1
5500,5	2	4860,0	2	4619,0	2	4263,0	2
5454,5	2	4823,5	2	4612,5	2	4238,0	1
5381,0	2	4808,0	2	4579,5	1	4216,5	2
5380,3	2	4803,0	2	4573,5	2	4196,0	1
5375,5	2	4747,5	2	4557,5	1	4151,5	1
5339,5	2	4741,5	2	4525,5	1	4121,0	1
5302,5	2	4738,5	2	4522,0	2	4086,0	1
5301,8	2	4702,0	2	4430,0	2	4076,5	1
5301,0	2	4691,5	2	4382,5	1	4042,0	2
5187,5	2	4670,5	2	4354,0	1		

(1) Cette raie et la raie voisine de l'yttrium ne coïncident pas.

Après avoir supprimé la lumière du Soleil par l'interposition d'un écran entre la fente du spectroscope et le porte-lumière, je fis coïncider le fil du réticule avec la raie brillante de l'étincelle électrique; puis, en introduisant le faisceau solaire, je déterminai la position qu'occupa le fil parmi les raies obscures de Fraunhofer, et, de cette manière, la longueur d'onde de la raie brillante fut connue; mais comme le fil a toujours une largeur appréciable, il y a souvent quelque difficulté à le pointer exactement sur les faibles raies lumineuses dont on veut déterminer la longueur d'onde. D'un autre côté, en regardant le spectre solaire, on observe ordinairement dans le voisinage des fils du réticule un grand nombre de raies d'interférence très-fines qui troublent la partie du spectre qu'on a besoin de voir nettement, et ces raies empêchent ainsi de distinguer clairement les raies les plus fines de Fraunhofer, entre lesquelles se trouve compris accidentellement le fil ou la croisée du réticule. C'est à cause de ces circonstances que j'emploie depuis

plusieurs années, au lieu d'un réticule ordinaire, un fil de verre très-fin, étiré en pointe qui se prolonge jusqu'au milieu du champ de la lunette. A l'aide de cette disposition, on surmonte presque toutes les difficultés; car ainsi on peut mettre non-seulement le fil de verre au prolongement juste de la raie brillante, quelque faible qu'elle soit, mais en outre, puisqu'on voit alors en détail toutes les raies obscures du spectre solaire, on peut aussi déterminer avec précision la position du fil.

Le spectroscope employé était formé de six prismes en flint, dont chacun avait un angle de réfraction égal à 60 degrés, et l'instrument était celui qui m'a servi dans mes recherches antérieures ([1]). L'incandescence des produits chimiques a eu lieu au moyen de l'appareil d'induction de Ruhmkorff, grand modèle, et comme électrodes ont servi des fils d'alumine ou de platine. Les solutions salines consistaient en combinaisons de chlorure. Il m'a donc fallu éliminer les raies de l'air, celles des électrodes et du chlore. Pour faire l'élimination des raies du dernier corps, je me suis servi d'abord de l'index de M. Watts ([2]), où se trouvent les déterminations de Plücker; mais, ayant trouvé ensuite que les nombres donnés diffèrent notablement des valeurs vraies, j'ai déterminé de nouveau, au moyen d'un tube de Geissler, contenant seulement du chlore et de l'hydrogène, les longueurs d'onde de ces raies. Pour faire mieux juger la grandeur actuelle de ces différences, je cite ici quelques exemples particuliers.

TABLEAU II.

Chlore.

λ	*i*	DIFF.	λ	*i*	DIFF.	λ	*i*	DIFF.	λ	*i*	DIFF.
5455,5	4	+4,5	5220,0	2	— 8,0	4994,0	3	+4,0	4817,7	1	+7,3
5443,5	3	+[illegible],5	5216,5	1	—11,5	4923,5	3	+6,5	4809,7	1	+4,3
5423,0	2	—1,0	5102,7	2	— 1,7	4916,5	2	+7,5	4793,0	1	+7,0
5391,5	2	—6,5	5098,2	3	— 0,8	4903,2	2	+3,8	4779,5	4	+6,5
5355,0	5	—9,0	5077,0	1	0,0	4895,5	2	+3,5	4704,5	4	+6,5

Remarque. — La colonne « DIFF. » signifie la différence entre les longueurs d'onde, données par *Plücker*, et celles trouvées par moi

([1]) *Déterminations des longueurs d'onde des raies métalliques* (*Nova Acta R. Soc. Sc. Upsal.*, vol. VI); *Spectre d'absorption de la vapeur d'iode* (*K. Vet. Ak. Handl.*, Band 8, n° 3; Stockholm, 1869).

([2]) *Index of Spectra*, by W. Marshall Watts; London, 1872.

Comme il était désirable de savoir s'il y avait des coïncidences réelles entre les raies voisines des spectres des différents métaux, par exemple celles de l'yttrium et de l'erbium, j'ai entrepris des recherches spéciales à ce but ; et, quoique j'aie enregistré les raies de ces métaux avec le plus grand soin possible, il me faut dire qu'il se présentait néanmoins quelques raies qui me paraissaient coïncider exactement. Remarquons cependant que leur nombre est très-limité, et qu'elles ne sont pas identiques avec les raies communes mentionnées ci-dessus.

Puisque dans les deux spectres ces raies sont très-différentes par rapport à leur intensité, et en outre que les raies les plus caractéristiques du spectre d'un corps manquent tout à fait dans celui de l'autre, on ne pourra expliquer ces coïncidences ni par des impuretés mutuelles des deux corps en question, ni par celles des corps étrangers, dont on connaît maintenant les raies principales. Je suis donc porté à croire que ces coïncidences sont tout à fait apparentes et qu'elles dépendent uniquement de ce que, bien que la dispersion fût produite par six prismes en flint, le pouvoir dispersif du spectroscope n'a pas été assez grand pour ces déterminations subtiles.

Veut-on savoir combien peuvent être voisines les raies des différents corps, je vais citer quelques exemples :

Di.....	4901,0	(2);	Di.....	4882,5	(2)
Yt.....	4899,5	(1);	Yt.....	4881,0	(1)
La.....	4899,0	(1);			

Rien ne s'oppose à ce que la différence en longueur d'onde des raies voisines puisse être encore plus petite que 0,5 de l'unité choisie, $0^{mm},0000001$, et c'est cela qui, il me semble, a eu lieu en réalité dans le cas dont il s'agit ici. Quoi qu'il en soit, les tableaux donnés suffiront, je crois, à distinguer parfaitement les métaux mentionnés l'un de l'autre.

RECHERCHES SUR L'ÉTINCELLE D'INDUCTION ET LES ÉLECTRO-AIMANTS. APPLICATION AUX CHRONOGRAPHES ÉLECTRIQUES;

PAR M. MARCEL DEPREZ.

Ayant été chargé par l'Inspection générale de l'Artillerie de la marine d'étudier les moyens d'appliquer l'électricité à l'enregistrement des phases successives d'un phénomène très-rapide, tel que le trajet d'un projectile dans l'âme d'une bouche à feu, j'ai dû faire un examen comparatif des procédés existants. Ces procédés sont fondés sur trois propriétés différentes des courants électriques : l'aimantation du fer doux, les décompositions électrochimiques et la production d'étincelles au moyen de courants induits. Je vais passer rapidement en revue les avantages et les inconvenients respectifs de chacun de ces procédés, et terminer par l'exposé de mes recherches personnelles sur les enregistreurs électromagnétiques.

1° *Emploi des électro-aimants.* — Les premiers chronographes électriques (Wheatstone, Constantinoff, etc.) possédaient comme organe enregistreur un électro-aimant dont l'attraction, au moment de la fermeture du courant, mettait en mouvement un style appuyé contre un cylindre enduit de noir de fumée. Dans les chronoscopes Navez, Le Boulengé, etc., on n'emploie que la rupture du courant. Les inconvénients inhérents à l'usage des électro-aimants tels qu'on les a employés jusqu'à présent sont : le magnétisme rémanent, la lenteur de leur désaimantation et surtout de leur aimantation, et, par suite, le retard de leur indication, retard qui est variable avec l'intensité du courant; enfin la faible vitesse imprimée aux styles traceurs ne permet pas d'imprimer au cylindre sur lequel se fait l'enregistrement la vitesse considérable qui est exigée dans les expériences de balistique intérieure où l'on doit pouvoir mesurer avec certitude le $\frac{1}{100000}$ de seconde. Ce sont ces inconvénients qui ont fait abandonner les chronographes de Constantinoff, Martin de Brettes, Glasner et Regnault.

2° *Emploi des propriétés chimiques du courant.* — On sait que le passage du courant à travers un style de fer, appuyé contre une feuille de papier humide imbibée de cyanure de potassium, détermine à la surface du papier la production d'un trait bleu qui cesse

dès que le courant est interrompu. En faisant varier la composition des substances dont le papier est imbibé, ainsi que la nature de l'électrode, on peut obtenir des traces de différentes couleurs. Cette propriété des courants a été employée dans plusieurs télégraphes, et en particulier dans les télégraphes autographiques; mais elle a l'inconvénient d'exiger un courant de grande tension et un papier dont le degré d'humidité soit toujours le même. En effet, quand il n'est pas assez humide, le courant est trop affaibli; quand, au contraire, il est trop humide, il se déchire, et en outre les traces deviennent étalées et diffuses. Enfin l'électrode servant de style conserve à sa surface, pendant le passage du courant, une couche de matière colorante qui continue à tacher le papier même quand le courant est rompu. Ces inconvénients, peu importants pour la télégraphie, deviennent très-graves dans un chronographe où les traces doivent toujours être d'une grande netteté. Aussi l'emploi des propriétés chimiques du courant, qui avait paru d'abord résoudre la question (M. du Moncel a construit un chronographe de ce genre), a-t-il été abandonné, non-seulement dans les chronographes, mais aussi dans les télégraphes.

3° *Emploi de l'étincelle d'induction.* — L'étincelle d'induction jaillissant contre un cylindre argenté enduit de noir de fumée laisse à la surface une auréole au centre de laquelle se trouve un point brillant extrêmement petit et que l'on peut pointer avec une grande précision. J'ai essayé de mesurer le retard de l'étincelle par le procédé qui sera décrit dans le prochain paragraphe, et j'ai trouvé que ce retard est inférieur à $\frac{1}{10000}$ de seconde. Quand la distance explosive est très-petite ($\frac{1}{4}$ de millimètre par exemple), ce retard devient tout à fait inappréciable, parce qu'il se confond avec les déviations de l'étincelle. En effet, cette dernière ne suit pas, pour aller frapper le cylindre, le chemin qui est géométriquement le plus court, mais bien celui qui est *électriquement* le plus court, c'est-à-dire le chemin de moindre résistance. De là des déviations qui ne sont pas négligeables, et dont le sens et la grandeur ne sauraient être prévus.

Un autre inconvénient de l'étincelle est d'être souvent suivie d'une foule de petites étincelles parasites formant comme une queue; ces étincelles prouvent que la décharge du fil induit n'est pas instantanée. Il résulte de là que si l'on voulait mesurer la du-

rée d'un phénomène très-court dont l'origine et la fin devraient être indiquées par deux étincelles distinctes jaillissant du même fil, la deuxième étincelle pourrait être confondue avec les étincelles parasites accompagnant la première. Il arrive même souvent que le trait de feu produisant l'étincelle principale se divise en deux ou trois autres traits produisant chacun une trace sur le cylindre, de sorte qu'on ne sait absolument lequel choisir. Ces inconvénients, déjà observés depuis longtemps, sont bien plus graves encore lorsque le cylindre est recouvert d'une feuille de papier enfumé destinée à conserver la trace des expériences. J'ai constaté, en effet, que même lorsqu'on amène le fil d'où jaillit l'étincelle *au contact* du papier, de façon à en faire un véritable style frottant, l'étincelle n'éclate pas au point de contact, mais bien à une distance de ce point qui varie capricieusement d'un moment à l'autre et qui peut atteindre $\frac{1}{2}$ millimètre.

Comme je l'ai déjà dit, le retard de l'étincelle, c'est-à-dire l'intervalle de temps qui s'écoule entre le moment où le courant inducteur est rompu et le moment où l'étincelle éclate, est généralement inférieur à $\frac{1}{10000}$ de seconde. Il ne faudrait pas conclure de là que l'on puisse produire 10000 étincelles par seconde, car le temps pendant lequel le courant inducteur doit être fermé pour que la rupture produise un courant induit de tension suffisante est très-supérieur à $\frac{1}{10000}$ de seconde. Toutes les personnes qui se sont servies de la bobine de Ruhmkorff savent que, lorsque les interruptions du courant deviennent très-rapides, les étincelles deviennent de plus en plus petites et finissent par ne plus éclater. En faisant passer le courant inducteur produit par trois éléments Bunsen dans un diapason de 250 périodes par seconde, j'ai pu obtenir également 250 étincelles; mais elles étaient fort petites, et il n'est pas probable que ce nombre puisse être dépassé de beaucoup, à moins d'augmenter considérablement la force de la pile. On peut faire, d'ailleurs, une expérience frappante qui montre nettement que la production de l'étincelle exige un courant inducteur d'une durée appréciable. En effet, si l'on attache aux masses métalliques de deux marteaux d'acier les extrémités du fil inducteur, coupé pour cela en un point quelconque de sa longueur, et si l'on vient à les frapper l'un contre l'autre, le courant sera fermé par suite du choc; mais, quelque violent que soit ce dernier, aucune étincelle ne jaillira.

Cette expérience prouve que la durée du choc est inférieure au temps pendant lequel le courant inducteur doit passer pour que sa rupture produise une étincelle. Il est bien évident, d'ailleurs, que ce temps est d'autant plus petit que la pile est plus forte; mais on serait conduit, pour obtenir des étincelles se succédant à $\frac{1}{10000}$ de seconde d'intervalle, à employer une pile extrêmement puissante. Aussi tous les expérimentateurs qui ont voulu appliquer la bobine d'induction à l'enregistrement de phénomènes extrêmement rapides ont-ils employé un nombre de bobines égal au nombre de signaux qu'ils voulaient obtenir. Dans le chronographe construit sur les plans du capitaine Noble pour des recherches de balistique intérieure, le nombre des bobines est de huit, chacune d'elles donnant un signal indépendant quand le projectile passe devant un point de l'âme déterminé. Cela entraîne nécessairement l'usage de huit piles indépendantes. J'ajouterai que la production de l'étincelle est un phénomène capricieux qui dépend beaucoup de la manière dont la rupture est faite.

(A suivre.)

ANALOGIES QUE PRÉSENTENT LE DÉGAGEMENT DES GAZ DE LEURS SOLUTIONS SURSATURÉES ET LA DÉCOMPOSITION DE CERTAINS CORPS EXPLOSIBLES;

PAR M. D. GERNEZ.

J'ai depuis longtemps établi ([1]) que, dans les solutions gazeuses sursaturées, l'excès de la quantité du gaz dissous sur la quantité normale, c'est-à-dire sur celle que le liquide dissoudrait dans les mêmes conditions de température et de pression, ne se dégage, dans le cas où l'on ne fait pas intervenir d'action mécanique, qu'autant qu'on introduit au sein du liquide une atmosphère gazeuse quelconque, retenue, par exemple, à la surface d'un corps solide, ou dans les cavités capillaires d'un corps poreux, et qui joue le rôle d'un espace vide par rapport au gaz étranger retenu en dissolution.

En dissolvant au préalable, par des lavages successifs, à la potasse, à l'eau distillée bouillante et à l'alcool, la couche superfi-

---

([1]) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXIII, p. 883; 19 novembre 1866.

cielle des vases de verre en certains points de laquelle serait retenue une petite quantité d'air, j'ai reconnu qu'il ne se forme plus une seule bulle gazeuse sur la paroi baignée par le liquide, pas plus qu'à l'intérieur de la solution sursaturée, entre des limites de température et de pression très-étendues.

L'émission du gaz ne se fait plus alors que par la surface libre du liquide; des échanges ont lieu de couche en couche avec une lenteur telle, que l'eau saturée d'acide carbonique sous une pression supérieure à 2 $\frac{1}{2}$ atmosphères, et exposée dans un tube ouvert à des températures voisines de 8 degrés, est encore sursaturée dans la couche située à 10 centimètres de la surface, même après quarante jours.

De même, lorsqu'on diminue la pression, l'émission du gaz n'a lieu que par la surface; j'ai soumis dans le vide de la pompe à mercure la solution d'acide carbonique dans l'eau saturée sous la pression de 2 $\frac{1}{2}$ atmosphères, et il ne s'est pas dégagé une seule bulle d'acide carbonique le long des parois ou à l'intérieur du liquide; mais aussitôt que, sans cesser de maintenir le vide, j'amenais à l'intérieur du liquide de l'air emprisonné dans un fragment d'éponge de platine ou de bioxyde de manganèse, retenu à l'extrémité d'un fil, tout le liquide qui se trouvait au-dessus du corps poreux était violemment projeté, tandis qu'au-dessous il ne se dégageait pas une seule bulle de gaz.

Ce phénomène du dégagement des gaz de leurs solutions sursaturées sous l'influence d'une atmosphère gazeuse, soit par diminution de pression, soit par élévation de température, présente plus d'activité lorsque les gaz sont très-solubles dans les liquides. L'expérience peut être réalisée très-facilement avec la solution d'ammoniaque : on met dans un tube, préparé comme je l'ai indiqué plus haut, la solution ordinaire d'ammoniaque; on l'entoure d'un mélange réfrigérant, et on la sature par un courant longtemps prolongé de gaz ammoniac. On retire ensuite la solution, et on la laisse revenir à la température ambiante, de 20 degrés par exemple; il ne se dégage pas de gaz à l'intérieur du liquide; mais si l'on y amène une petite cloche à air que l'on a ménagée à l'extrémité d'un tube de verre étranglé à la lampe, il se dégage dans cette atmosphère du gaz ammoniac qui semble sortir de la petite cloche en bulles d'autant plus fréquentes que la sursaturation est plus prononcée. L'ex-

périence ressemble, dans ce cas, à l'ébullition d'un liquide provoquée par le même procédé ([1]). Du reste, lorsqu'au bout de quelque temps elle se ralentit, on active le dégagement en élevant un peu la température.

J'avais déjà rapproché, dans la Note que j'ai rappelée plus haut, le phénomène du dégagement des gaz de leurs solutions sursaturées, sous l'influence de corps qui y amènent une atmosphère gazeuse, de la décomposition que subissent certaines substances, telles que l'eau oxygénée sous la même influence. La préparation de l'eau oxygénée très-concentrée étant d'une exécution délicate, je vais indiquer comment on peut se servir facilement, pour la même démonstration, d'une réaction connue qui a été étudiée autrefois par Schœnbein ([2]).

Dans un tube de verre de 6 à 20 millimètres de diamètre, fermé à l'une de ses extrémités et récemment préparé comme je l'ai dit plus haut, on introduit une couche de 5 à 10 centimètres d'eau distillée, que l'on a filtrée pour la débarrasser des particules solides retenues en suspension. On refroidit le tube à zéro, puis on y fait tomber de l'acide hypoazotique liquide préalablement refroidi. Ce liquide, glissant le long des parois du vase, traverse l'eau sans dégager de gaz, et se rassemble au fond du tube sous forme d'un liquide bleu que l'on regarde comme contenant de l'acide azoteux, en même temps que de l'acide azotique reste en dissolution dans l'eau. On peut retirer alors le tube du mélange réfrigérant, le laisser revenir à la température ambiante, de 15 degrés par exemple, et même l'abandonner pendant plusieurs jours sans qu'il se dégage de l'intérieur du liquide une seule bulle de gaz. Vient-on à introduire à la surface de la couche liquide inférieure un corps sans action chimique sur l'acide azotique et désaéré, tel qu'un fil de platine qui a servi pendant quelques minutes à entretenir l'ébullition de l'eau, il n'y produit aucun effet; au contraire, l'autre bout du fil qui n'a pas été débarrassé de la couche d'air adhérente, à peine amené au contact de l'acide azoteux, y provoque un abondant dégagement de bioxyde d'azote, qui cesse brusquement si l'on retire immédiatement le fil, sans laisser de bulle gazeuse, et qui re-

([1]) *Voir* tome II de ce Recueil, p. 81; 1873.

([2]) *Pogg. Ann.*, t. XL, p. 382.

commence dès qu'on immerge de nouveau le fil. En même temps l'eau se charge d'une nouvelle quantité d'acide azotique. Cette décomposition peut être déterminée avec plus d'activité par l'introduction d'une petite cloche à air dont la surface a été récemment désaérée dans la flamme d'un bec de gaz. Les bulles de bioxyde d'azote provenant de la destruction de l'acide azoteux semblent alors sortir de la cloche comme dans le cas de la solution d'ammoniaque. Cet effet d'une atmosphère gazeuse qui décompose l'acide azoteux peut être observé, même à la température de zéro; dans ce cas le dégagement du bioxyde d'azote est moins rapide.

SUR LA CONSERVATION DE L'ÉNERGIE DANS LES COURANTS ÉLECTRIQUES;

PAR M. E. BOUTY.

Un courant électrique met en jeu une certaine quantité d'énergie qu'il rend latente en certains points du circuit et qu'il restitue ailleurs intégralement, sous forme de chaleur sensible ou de travail. Ce transport d'énergie est corrélatif d'un mouvement électrique qui s'accomplit dans les fils suivant des lois connues; mais ces lois elles-mêmes ne sont que l'expression de l'équilibre établi par l'intermédiaire de l'électricité entre la production et la dépense de l'énergie, et si ces dernières étaient connues, les lois de l'intensité des courants s'en déduiraient sans difficulté. C'est à ce point de vue que nous allons étudier quelques cas intéressants.

Auparavant nous énoncerons une loi générale.

Loi de Joule.— Quelle que soit la nature de la dépense d'énergie qui alimente le courant, quels que soient aussi les travaux chimiques ou mécaniques qu'il exécute, une portion plus ou moins grande de l'énergie transportée se dépense *nécessairement* sous forme de chaleur sensible. Soient I l'intensité du courant au temps t, R la résistance totale du circuit, A l'équivalent mécanique de la chaleur. La quantité de chaleur dQ, ainsi produite dans le temps dt, est donnée par la formule (1)

$$dQ = \frac{1}{A} I^2 R\, dt, \tag{1}$$

dans laquelle nous supposons toutes les quantités évaluées en unités absolues. Cette formule exprime la loi de Joule. Bien qu'elle n'ait pas été vérifiée expérimentalement dans tous les cas possibles, nous la considérerons dans ce qui suit comme tout à fait générale.

1. *Étude des courants hydro-électriques. Loi de Faraday.* — La production de l'énergie dans les couples est réglée par la loi suivante, découverte par Faraday : *Quand un courant met en jeu l'unité d'électricité, un équivalent d'action chimique se produit individuellement dans chacun des couples contenus dans le circuit* (¹).

Cas d'un couple unique. — Si le courant n'effectue ni travail chimique ni travail mécanique, la totalité de l'énergie rendue disponible dans le couple se dépense dans le circuit conformément à la loi de Joule. Soit q la chaleur dégagée par la dissolution d'un équivalent du métal du couple : la chaleur, rendue disponible dans le temps t, est le produit de q par la quantité d'électricité It transportée par le courant (²), et la chaleur dépensée est $\frac{1}{A} RI^2 t$.

On a donc

$$qIt = \frac{1}{A} RI^2 t,$$

d'où

$$I = \frac{qA}{R}. \tag{2}$$

L'équation (2) est l'expression de la loi de Ohm. On voit, de plus, que la grandeur de la force électromotrice du couple se trouve évaluée *a priori : elle est égale à l'équivalent mécanique de la chaleur dégagée par la dissolution d'un équivalent du métal attaquable qu'il contient.*

Cas de plusieurs couples réunis en tension. — Soient $q, q', \ldots, q_n$ les quantités de chaleur dégagées respectivement dans chaque couple par la dissolution d'un équivalent de métal. Un raisonnement

(¹) L'unité d'électricité, transportée par un courant, met en liberté 1 équivalent d'hydrogène dans un voltamètre appartenant au circuit. Notre énoncé ne diffère donc que par la forme de l'énoncé usuel.

(²) Puisque, d'après la loi de Faraday, la quantité de chaleur q est produite dans le couple quand l'unité d'électricité traverse le circuit.

calqué sur le précédent donnera pour l'expression de l'intensité du courant

$$(3) \qquad I = A\frac{q + q' + \ldots + q_n}{R}.$$

Il suit de là que *la force électromotrice résultant d'une série de couples associés en tension est égale à la somme des forces électromotrices individuelles de chaque couple,* conformément à la loi de Ohm.

Production par un courant hydro-électrique de travail chimique ou mécanique. — Quand un courant constant produit une action chimique qui absorbe de la chaleur (électrolyse) ou un travail mécanique extérieur, une portion de la chaleur rendue disponible dans les couples est employée pour fournir à l'énergie dépensée. Soient T le travail produit quand l'unité d'électricité a circulé, E la force électromotrice de la pile, x la force électromotrice nécessaire pour fournir seulement à la dépense de chaleur sensible prévue par la loi de Joule. Quand l'unité d'électricité a été transportée dans le circuit, une quantité de chaleur mécaniquement équivalente à E a été produite dans les couples, et doit aussi être mécaniquement équivalente à $x + T$. On a donc

$$E = x + T,$$

d'où

$$(4) \qquad x = E - T.$$

La production d'un travail de T *kilogrammètres par unite d'électricité mise en jeu équivaut, au point de vue de l'intensité du courant, à l'introduction dans le circuit d'une force électromotrice négative égale à* — T.

Dans le cas de l'électrolyse, le travail à effectuer par unité d'électricité transportée par le courant est la décomposition d'un équivalent d'électrolyte, conformément à la loi de Faraday. Un voltamètre agit donc sur l'intensité du courant qui le traverse comme le ferait un élément de pile opposé aux couples qui produisent le courant.

Mais, dans le cas où un courant effectue un travail extérieur, la quantité du travail produit par unité d'électricité transportée peut recevoir une infinité de valeurs différentes suivant la disposition

adoptée [1]. Il devient alors intéressant de chercher quelle est la valeur maximum du travail qu'une force électromotrice donnée peut effectuer dans une unité de temps. Soit I l'intensité du courant, τ le travail mécanique par seconde; le travail désigné par T dans l'équation (4) est égal à $\frac{\tau}{I}$ ou $\frac{\tau R}{x}$, et cette équation (4) devient

$$(4\,bis) \qquad x = E - \frac{\tau R}{x}$$

ou

$$\tau R = x(E - x);$$

τ sera maximum quand $x = \frac{E}{2}$. L'intensité du courant est alors réduite à moitié, et la moitié de la chaleur produite dans les couples disparaît sous forme de travail mécanique [2].

2. *Courants constants d'origine mécanique.* — Soit τ le travail constant dépensé pendant chaque seconde pour entretenir le courant [3]. Nous supposerons que toute l'énergie qu'il transporte se dépense dans le circuit sous forme de chaleur sensible, conformément à la loi de Joule, de telle sorte que l'on a

$$\tau = I^2 R,$$

d'où

$$(5) \qquad I = \sqrt{\frac{\tau}{R}}.$$

L'intensité du courant produit varie proportionnellement à la

---

[1] Les rotations électromagnétiques fournissent un cas de production de travail mécanique extérieur par un courant qui demeure constant; en effet, si l'on règle le travail exécuté par la partie mobile du circuit, de façon qu'elle conserve une vitesse constante, le courant demeure toujours semblable à lui-même, et, par suite, son intensité demeure invariable aussi longtemps que cette disposition subsiste.

[2] L'équation (4 *bis*) fournit, en général, deux valeurs de x. Le même travail par seconde peut, en effet, être effectué de deux manières différentes. S'il s'agit par exemple d'électrolyse, τ peut avoir la même valeur pour deux valeurs différentes de T, pourvu que $IT = I'T'$. Le courant est moins intense dans le cas de l'électrolyte pour lequel T a la plus grande valeur et inversement, et, par suite, la chaleur sensible, dégagée dans le circuit par unité d'électricité, est plus faible dans le premier cas que dans le second.

[3] Par exemple, on entretient un courant constant dans le conducteur d'une machine de Holtz par la rotation uniforme du plateau de la machine.

racine carrée du travail dépensé et en raison inverse de la racine carrée de la résistance du circuit. Cette loi remplace la loi de Ohm pour les courants de l'espèce de ceux que nous considérons actuellement.

3. *Courants alimentés par une quantité finie d'énergie.* — Dans ce cas, l'intensité du courant produit varie d'après une certaine loi avec la quantité d'énergie T qui demeure disponible. Soit

$$I = \varphi(T) \tag{6}$$

cette loi, et supposons toujours que le courant dépense toute l'énergie transportée sous forme de chaleur sensible. L'énergie mise en jeu pendant le temps dt est $-\frac{dT}{dt}dt$, et l'on a

$$-\frac{dT}{dt}dt = I^2 R dt = \varphi(T)^2 R dt$$

ou

$$\frac{dT}{\varphi(T)^2} = -R dt. \tag{7}$$

Cette équation, que l'on intégrera facilement, donne T en fonction de t, et, par suite, I.

Supposons d'abord que *la vitesse de déperdition de l'énergie qui entretient le courant soit à chaque instant proportionnelle à l'énergie qui reste disponible.* Ce cas doit être réalisé chaque fois que l'énergie qui donne naissance au courant est mise en liberté d'une manière brusque, et pourvu que cette énergie ne soit pas trop grande. On a alors

$$-\frac{dT}{dt} = aT, \tag{7 bis}$$

d'où, intégrant et déterminant la constante par la condition que la valeur initiale de T soit égale à T_0,

$$T = T_0 e^{-at};$$

on reconnaît d'ailleurs, en identifiant (7) et (7 *bis*), que

$$\varphi(T) = \sqrt{\frac{aT}{R}},$$

et, par suite, on a

$$(8)\qquad I = \varphi(T) = \sqrt{\frac{aT_0}{R}}\,e^{-\frac{a}{2}t}.$$

La formule (8) doit convenir au courant fourni par la décharge d'un condensateur. Elle convient aussi pour représenter l'intensité de l'extra-courant direct, et du courant induit direct produit par l'ouverture brusque d'un circuit traversé par un courant voltaïque, puisque dans les deux cas le courant est engendré par la mise en liberté subite d'une certaine énergie potentielle. On verra sans peine qu'il suffit d'un choix convenable des constantes a et T_0 pour identifier notre formule (8) avec les formules

$$(8\,bis)\qquad I = \frac{E}{R}\,e^{-\frac{R}{c}t},$$

$$(8\,ter)\qquad I = \frac{b}{c}\frac{E}{R}\,e^{-\frac{R}{c}t},$$

données, la première par Helmholtz ([1]), pour l'intensité de l'extra-courant, la seconde par Dubois-Reymond ([2]), pour l'intensité du courant induit direct, et déduites par eux des lois expérimentales de l'induction, dans l'hypothèse d'une rupture brusque du circuit principal ([3]).

Nous supposerons encore que *l'intensité du courant est à chaque instant proportionnelle à l'énergie disponible,* c'est-à-dire que

$$\varphi(T) = aT.$$

L'équation différentielle à intégrer est alors

$$(7\,ter)\qquad \frac{dT}{a^2T^2} = -R\,dt,$$

([1]) Helmholtz, *Annales de Poggendorff*, t. LXXXIII.

([2]) Dubois-Reymond, *Wiedemann Galvanismus*, t. II.

([3]) Pour l'extra-courant, on a

$$T_0 = \frac{c}{2}\,i^2, \quad a = \frac{2R}{c},$$

et pour le courant induit direct

$$T_0 = \frac{b^2}{2c}\,i^2, \quad a = \frac{2R}{c},$$

en représentant par i l'intensité normale $\frac{E}{R}$ du courant principal.

d'où

$$T = \frac{T_0}{1 + a^2 RT_0 t},$$

et enfin

(9) $$I = \varphi(T) = \frac{aT_0}{1 + a^2 RT_0 t}.$$

La formule (9) paraît applicable aux courants produits par la dépolarisation des électrodes nommés aussi *courants secondaires* (¹). S'il en est ainsi, l'analogie souvent remarquée entre les piles secondaires et les condensateurs serait toute superficielle, puisque les courants engendrés par ces derniers obéissent à la formule (8).

4. *Courants hydro-électriques produisant un travail variable.* — Le travail effectué est une fonction de l'intensité du courant

$$T = \varphi(I).$$

L'énergie rendue disponible par la pile de force électromotrice E dans le temps dt est $EI dt$, et elle équivaut à la somme du travail mécanique produit $\frac{dT}{dt} dt$ et de la valeur mécanique $RI^2 dt$ de la chaleur dégagée

$$EI\,dt = RI^2\,dt + \frac{dT}{dt}\,dt = RI^2 dt + \varphi'_t(I)\,dt,$$

ou

(10) $$\frac{\varphi'(I)\,dI}{EI - RI^2} = dt.$$

L'intégration de cette équation fournira la valeur de I.

Prenons pour exemple l'extra-courant inverse. On sait que le travail de l'établissement du courant est proportionnel au carré de son intensité

$$T = cI^2.$$

L'équation à intégrer est donc

(10 *bis*) $$\frac{2c\,dI}{E - RI} = dt.$$

(¹) J'ai appliqué cette formule à des nombres fournis par Beetz (*Wiedemann Galvanismus*, t. I, p. 708) et, malgré la complexité des effets perturbateurs qui ont dû accompagner ces expériences, l'accord est parfait pour les cinq premières secondes qui suivent la fermeture du circuit secondaire.

On détermine la constante par la condition que l'intensité primitive du courant soit nulle, et l'on obtient

$$\text{(11)} \qquad I = \frac{E}{R}\left(1 - e^{-\frac{R}{c}t}\right),$$

formule identique à celle de Helmholtz [1].

Des raisonnements analogues aux précédents permettront probablement de traiter *a priori* des cas plus compliqués, tels que ceux des courants interrompus avec ou sans étincelle, soit qu'ils aimantent ou qu'ils produisent des courants induits dans des circuits extérieurs.

SUR LA TRANSFORMATION DE L'ÉLECTRICITÉ STATIQUE EN ÉLECTRICITÉ DYNAMIQUE;

PAR M. E. BICHAT.

On sait que, si, dans le gros fil de la bobine de Ruhmkorff, on fait passer le courant d'une pile successivement interrompu et rétabli, on recueille dans le fil fin deux courants induits de sens contraires. Pour une certaine distance explosible, il *semble* qu'il n'y ait qu'un seul courant produit. Ce courant est *direct*, c'est-à-dire de même sens que le courant inducteur, et les étincelles produites par le passage de ce courant à travers l'air ont tout à fait l'apparence d'étincelles d'électricité statique. Par l'intermédiaire de la bobine, on a effectué une véritable transformation d'électricité dynamique en électricité statique.

Réciproquement, cette même bobine peut servir à la transformation de l'électricité statique en électricité dynamique. C'est ce que l'on peut constater expérimentalement de la façon suivante.

On met en communication les extrémités du fil fin d'une bobine de Ruhmkorff avec les pôles d'une machine de Holtz. Sur le trajet on place un excitateur muni de deux boules, dont la distance, toujours très-faible d'ailleurs, peut être augmentée ou diminuée à

---

(1) Helmholtz, *loc. cit.*

volonté. De cette façon, on fait passer, dans un sens déterminé, une série d'étincelles d'électricité statique dans le fil fin de la bobine. On recueille alors dans le gros fil des courants tout à fait analogues à ceux fournis par la pile. Si l'on fait arriver ces courants à un petit voltamètre contenant de l'eau acidulée, on obtient d'un côté de l'oxygène et de l'autre de l'hydrogène presque purs. Si, à la place de l'eau acidulée, on met du sulfate de cuivre, on reconnait que, à l'une des électrodes seulement, il se dépose du cuivre métallique.

En étudiant ainsi le sens du courant au moyen d'un voltamètre, on constate qu'il n'y a qu'un seul courant mis en évidence, et que ce courant est inverse, c'est-à-dire de même sens que celui de la machine de Holtz. On peut aussi, pour se rendre compte du sens du courant, utiliser le phénomène de la polarisation des électrodes, phénomène qui fut d'un si grand secours à Verdet dans ses recherches sur l'induction produite par l'électricité statique; seulement, dans le cas qui nous occupe, il est bon de remplacer la dissolution d'iodure de potassium, dont se servait Verdet, par de l'eau simplement acidulée.

En résumé, la méthode que nous venons d'indiquer permet de transformer l'étincelle produite par la machine de Holtz en un courant tout à fait identique, au point de vue de ses effets, avec celui de la pile.

En partant des lois connues de l'induction, il est facile d'expliquer ce qui se passe dans l'expérience précédente.

Théoriquement, on devait s'attendre à trouver dans le gros fil deux courants induits, l'un direct, l'autre inverse, égaux en quantité et inégaux en tension. Bien que l'un d'eux seulement soit mis en évidence dans l'expérience que nous avons rapportée, il est possible de constater l'existence du second en employant une méthode analogue à celle qui a été utilisée par Verdet dans ses recherches sur l'induction statique. Si le courant inverse parait seul se produire, cela tient encore, comme dans le cas où la bobine fonctionne à la façon ordinaire, à la différence de tension des deux courants. Comme dans ce cas encore, les effets sont considérablement augmentés si l'on introduit un barreau de fer doux dans l'intérieur de la bobine, et mieux encore si l'on remplace le barreau de fer doux par un faisceau de fil de fer doux.

Si, dans l'expérience qui nous occupe, la production apparente d'un courant induit inverse unique tient réellement, comme nous venons de le dire, à la différence de tension des deux courants, on devra voir les effets produits diminuer d'intensité si, par un moyen quelconque, on parvient à diminuer la tension du courant direct. C'est ce que l'on peut faire au moyen de diaphragmes. Si l'on entoure en effet le faisceau de fils de fer doux de la bobine d'un tube de cuivre continu, le courant produit, étudié, par exemple, au moyen de la polarisation des électrodes du voltamètre, donne une déviation galvanométrique presque nulle. Cette déviation devient au contraire extrêmement considérable, si l'on remplace le tube de cuivre continu par un autre tube de cuivre fendu suivant l'une de ses arêtes, c'est-à-dire si on laisse subsister la différence de tension qui existe naturellement entre les deux courants induits direct et inverse.

Au lieu de produire les étincelles d'électricité statique au moyen d'une machine de Holtz, on peut les produire au moyen d'une seconde bobine de Ruhmkorff. Le gros fil de cette seconde bobine est mis en communication avec les extrémités du fil fin de la première. Sur le trajet se trouve un excitateur. Au moyen de cet excitateur, on peut facilement éliminer le courant inverse, et l'on est alors tout à fait dans les mêmes conditions que lorsque l'on se sert de la machine de Holtz. On peut aussi fermer complétement l'excitateur et lancer ainsi dans le fil fin de la bobine en expérience les deux courants induits direct et inverse. Dans ce dernier cas, la décomposition de l'eau dans le voltamètre est aussi énergique, et elle est toujours polaire, ce qui devait arriver si l'explication donnée du phénomène est exacte. On a, en effet, dans cette expérience les courants induits développés par les fils seuls, plus ceux qui résultent de l'aimantation du fer. Les premiers sont à peu près incapables de décomposer l'eau d'une façon apparente. Les seconds seuls produisent le dégagement d'hydrogène et d'oxygène que l'on observe. Or ces courants induits produits par une *aimantation directe qui augmente* sont toujours inverses : ce sont les seuls mis en évidence. Il est donc tout naturel que l'on trouve encore les gaz constituant l'eau bien nettement séparés. L'expérience faite sous cette seconde forme est peut-être plus intéressante. Elle nous montre, en effet, le courant d'une pile transformé en étincelles

d'électricité statique, et, plus loin, ces mêmes étincelles d'électricité statique transformées en un courant produisant des effets tout à fait analogues à ceux qui eussent été produits directement par la pile servant à exciter la première bobine.

A. KUNDT. — Temporärer Dichroismus hervorgebracht durch Zug (Dichroïsme temporaire produit par la traction); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 125.

La pression ou la traction exercée sur un corps isotrope développe temporairement les phénomènes de la double réfraction. La grandeur de cette double réfraction est différente pour les rayons de diverse longueur d'onde, et, en général aussi, la dispersion exercée par la substance sur les deux faisceaux séparés par la double réfraction n'est pas la même.

Si l'on admet, d'après M. Kundt, qu'il y a une relation nécessaire entre l'absorption et la dispersion de la lumière, l'absorption exercée sur les deux faisceaux lumineux devra être différente, d'où le phénomène du dichroïsme.

Ce dichroïsme temporaire a pu être obtenu avec le caoutchouc et la gutta-percha. Si l'on coupe une bande mince de caoutchouc brun ordinaire, et qu'on la tende entre les doigts, elle manifeste immédiatement un puissant dichroïsme. Des deux images fournies par la loupe dichroscopique, l'une est d'un brun sombre, l'autre jaune paille. L'absorption la plus forte s'exerce sur le faisceau de rayons dont les vibrations coïncident avec la direction de la traction. La gutta-percha légèrement chauffée fournit le même phénomène quand on l'étire. Toute trace de dichroïsme disparaît d'ailleurs quand on supprime l'action mécanique qui l'avait fait naître.

E. Bouty.

J.-C. MAXWELL. — Ueber Doppelbrechung in einer bewegten Flussigkeit (Double réfraction dans un liquide en mouvement); *Annales de Poggendorff*, p. 151; 1874.

D'après la théorie du frottement intérieur des liquides, donnée par Poisson, un liquide visqueux se comporte comme le ferait un solide élastique périodiquement liquéfié et resolidifié, de telle sorte

qu'à chaque impulsion il soit assimilable à un solide non tendu. Certains solides transparents manifestent, dès qu'ils sont soumis à une action mécanique, les phénomènes de la double réfraction. Maxwell essaya donc, en 1866, si l'on pouvait reconnaître l'état de tension intérieure d'un fluide visqueux en mouvement, au moyen de la lumière polarisée; mais il n'observa rien avec une solution de sucre ou de gomme, tandis qu'il obtenait un effet marqué en comprimant du baume de Canada, qui était devenu très-épais et presque solide au fond d'une bouteille.

On observe aussi un effet dans le baume de Canada le plus fluide, quand on fait glisser une spatule dans le vase qui le contient. Le vase étant placé entre un polariseur et un Nicol à l'extinction, la lumière reparaît sur les bords de la spatule, quand on déplace celle-ci dans son plan, et disparaît dès que l'on cesse le mouvement, avec une telle rapidité qu'il est impossible d'évaluer le temps nécessaire à sa disparition. On n'observe pas d'effet si le plan de la spatule est à 45 degrés du plan de polarisation, ce qui établit que les axes d'élasticité temporaire sont à 45 degrés du plan dans lequel s'effectue la séparation du fluide, conformément à la théorie.

E. Bouty.

WILLIAM CROOKES. — On attraction and repulsion accompaning radiation (Des attractions et répulsions qui accompagnent la radiation); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. XLVIII, p. 81.

M. Crookes commence par indiquer les modifications qu'il a apportées à l'instrument dont il s'est servi pour faire le vide [1], puis il décrit les appareils employés pour observer l'effet des radiations; parmi ces appareils, je citerai les suivants :

Fig. 1. Un ballon *bc* terminé par un long tube *ab*, dans lequel on suspend, par un fil de cocon, un levier très-délié de verre ou de paille, portant à ses extrémités des boules ou des disques de diffé-

---

(1) L'auteur appelle cet instrument *pompe de Sprengel*, dénomination impropre, car il n'a pas été inventé par Sprengel : c'est l'appareil que j'ai décrit dans la *Revue des Sociétés savantes*, n° du 25 juillet 1862, et plus tard, en 1868, dans les *Mémoires de l'Académie des Sciences de Montpellier*, sous le nom bien plus significatif d'*aspirateur pneumatique à mercure*.

rentes matières, telles que la moelle de sureau, le verre, le charbon de bois, l'ivoire, le liége, le sélénium, le platine, l'aluminium, le magnésium, etc., etc.

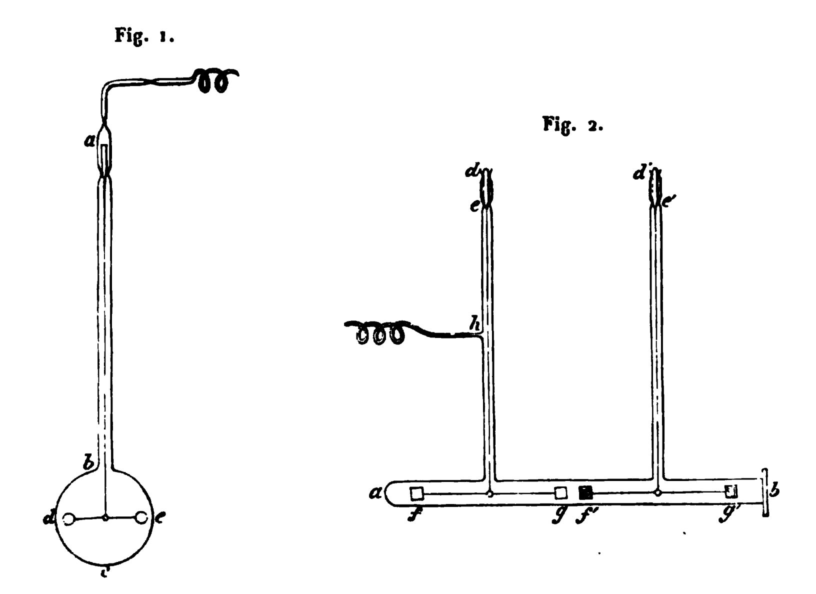


Fig. 2. Appareil à deux leviers de même dimension, suspendus dans de petits étriers en aluminium par des fils de verre de $0^{mm},025$ de diamètre. Les étriers portent de petits miroirs qui servent à observer ou à projeter les mouvements des leviers; en *b* est mastiquée une glace qui ferme le tube *ab* dans lequel sont suspendus les leviers. Les extrémités *f* et *g* de l'un des leviers sont deux petites lames rectangulaires de platine, *f'* et *g'* deux plaques de moelle de sureau de même dimension.

En opérant, par exemple, avec le ballon (*fig.* 1), si l'on approche de l'une des extrémités du levier mobile une source calorifique ou lumineuse, il y a attraction dans l'air et répulsion dans le vide. L'attraction observée diminue à mesure que la raréfaction augmente, et devient nulle à une limite variable avec la nature du corps suspendu. A un degré de vide supérieur à cette limite, la répulsion se manifeste et devient d'autant plus énergique que la raréfaction est poussée plus loin. Le degré barométrique séparant l'attraction de la répulsion, ou point neutre, varie avec la densité

du corps sur lequel tombe la radiation, avec le rapport de la masse à la surface et, dans une certaine mesure, avec l'intensité de la radiation; tandis qu'avec une boule de sureau le point neutre est à une pression de 12 millimètres de mercure; avec un métal pesant, au contraire, il faut pousser le vide jusqu'à $0^{mm},1$. Les corps froids produisent des effets contraires à ceux de la chaleur : un bâton de sureau suspendu dans le vide est repoussé par la main chaude, et vivement attiré par un morceau de glace.

Les effets observés ne changent pas quand on introduit dans l'appareil des gaz et des vapeurs de natures diverses. D'après M. Crookes, un vide d'hydrogène ne semble ni plus ni moins favorable au phénomène qu'un vide de vapeur d'eau ou de vapeur d'iode. Le double levier (*fig.* 2) a pour but de montrer que le point neutre de raréfaction est plus élevé pour le platine que pour la moelle de sureau. La radiation calorifique ou lumineuse tombant à la fois sur les lames voisines g et f', le sureau est repoussé et le platine attiré par une pression intermédiaire aux deux points neutres correspondant à ces deux corps.

En soumettant les corps mobiles dans le vide aux diverses radiations d'un spectre solaire très-pur, la répulsion a lieu par l'emploi de tous les rayons, depuis l'ultra-rouge jusqu'à l'ultra-violet, avec une intensité qui toutefois va en diminuant.

Quand les rayons chimiques exercent leur action, on constate qu'une plaque d'alun interposée n'exerce aucune influence, tandis qu'une solution d'iode dans le sulfure de carbone empêche la répulsion; l'inverse a lieu avec les rayons calorifiques obscurs. Les deux écrans réunis interceptent la totalité du spectre, et aucune action n'a lieu, quel que soit le rayon dirigé sur le corps mobile.

Après la description des phénomènes, M. Crookes discute les explications possibles qu'on en peut donner. La première qui s'offre à l'esprit, c'est que les mouvements sont dus à des courants d'air produits dans le résidu gazeux, qui existe toujours, quelque près qu'on approche du vide absolu. Il combat cette hypothèse, bien qu'il soit forcé de convenir que l'attraction observée dans l'air, à une pression supérieure au point neutre, ne puisse être attribuée à une autre cause.

Une seconde explication suppose que les effets observés proviennent de l'électricité développée sur le corps mobile ou sur le ré-

servoir de verre par la radiation incidente. M. Crookes ne pense pas que l'électricité soit la cause du phénomène; il reconnaît cependant que, pour de très-hautes raréfactions, la plus légère friction du doigt, le contact d'une flamme d'alcool, produisent de grands désordres électriques; mais les actions observées alors sont irrégulières et se distinguent de celles que produisent les radiations lumineuses ou calorifiques.

Enfin on pourrait admettre, comme M. Reynolds, que les effets produits sont le résultat de l'évaporation et de la condensation de la vapeur aqueuse. Le physicien anglais repousse encore cette troisième manière d'envisager la question, et son opinion personnelle, c'est que la répulsion qui accompagne la radiation est due à l'action directe des ondulations de l'éther sur la surface du corps mobile, soit que les ondulations éthérées frappent immédiatement la substance mobile, soit qu'à cette mystérieuse limite qui sépare le corps solide de l'atmosphère gazeuse il se trouve des couches intermédiaires de gaz condensé, qui, en s'emparant de l'impulsion, la transmettent aux couches suivantes.

Cette théorie rencontrera beaucoup d'esprits rebelles. Les expériences, d'ailleurs très-dignes d'intérêt, que décrit l'auteur, ne la justifient pas suffisamment. M. Crookes admet qu'il ne reste pas de vapeur d'eau adhérente aux surfaces des corps qu'il met en jeu; il suppose que la vapeur de mercure ne se répand pas dans ses appareils. Les expériences de M. Merget nous ont appris avec quelle rapidité se vaporise le mercure dans l'air à la pression normale, et il est évident que dans le vide il doit en être de même. Tous les chimistes savent que, lorsqu'une substance volatile, telle que le camphre, l'iode, etc., est contenue dans un flacon, la vapeur vient se condenser et cristalliser de préférence sur la paroi directement frappée par la lumière. D'un autre côté, il semble que le pouvoir réflecteur et le degré de poli du corps sur lequel on dirige la radiation devraient exercer de l'influence et augmenter la répulsion observée. Les corps poreux, tels que la moelle de sureau et le charbon, qui absorbent les radiations et s'échauffent rapidement, sans parler de leur pouvoir condensant pour les gaz et les vapeurs, ne conviennent pas pour l'étude de ces phénomènes. Pour éviter l'influence électrique de la paroi du vase, il faudrait suspendre les corps mobiles dans des ballons ou cloches de grandes dimensions,

et, sans insister sur toutes les objections qu'on pourrait faire à la théorie de M. Crookes, il faut attendre que des expériences plus décisives la condamnent ou la consacrent. C'est d'ailleurs ce que l'auteur du Mémoire a compris, car il ne donne pas son opinion comme définitive, et il poursuit ses études sur ce sujet.

A. LALLEMAND.

P. A. SILJESTRÖM. — Vorlaüfige Versuche zur Ermittelung, etc. (Recherches sur les relations entre les presions et les densités des gaz sous des pressions inférieures à une atmosphère); *Annales de Poggendorff*, t. CLI, p. 461 et 573; 1874.

Le principe de la méthode employée par l'auteur est le suivant. Un gaz à la pression p est enfermé dans un volume V : on le fait communiquer avec un vase de volume V', où le même gaz se trouve déjà à la pression p'. Si la loi de Mariotte est exacte, la pression finale ϖ est liée aux volumes V, V' et aux pressions p, p' par la relation $\frac{V+V'}{V} = \frac{p-p'}{\varpi - p'}$; on prend p' aussi faible que possible, et l'on mesure p, ϖ, p' dans une série d'expériences, dans lesquelles p décroit sans cesse. Si la loi de Mariotte est exacte, le rapport $\frac{p-p'}{\varpi - p'}$ doit rester invariable; l'expérience montre que, pour l'air, ce rapport va en diminuant lorsque la pression initiale p diminue.

Il est évidemment très-intéressant de savoir si ce rapport tend *asymptotiquement* vers la limite $\frac{V+V'}{V}$, comme M. Regnault l'admet. M. Siljeström parait croire qu'il doit, au contraire, augmenter indéfiniment, et considère comme l'état *limite* d'un gaz un état où la densité serait nulle et la pression finie. Les nombres trouvés par lui ne semblent pas conduire à cette conclusion; car il donne le tableau suivant :

Valeurs de $\frac{p-p'}{\varpi - p'}$.	1,47209	1,47165	1,46887	1,46870	1,46122	1,46511
Erreur probable..	0,00012	0,00026	0,00065	0,00157	0,00249	0,00514
Limites extrêmes de p et ϖ.......	759-352	352-164	164-77	77-37	37-18	18-7

d'après lequel il parait que ce rapport tend vers une limite fixe; s'il en était réellement ainsi, la pression tendrait vers zéro avec la

densité, et serait proportionnelle à une puissance de celle-ci d'exposant plus petit que 1.

Si l'hypothèse de M. Regnault était exacte, le rapport $\frac{p - p'}{\varpi - p'}$ aurait dû *augmenter* et tendre vers la valeur de $\frac{V + V'}{V}$, valeur qui ne paraît pas avoir été déterminée très-exactement par l'auteur; dans l'hypothèse de M. Siljeström, le rapport devrait diminuer indéfiniment.

L'acide carbonique a donné des rapports très-légèrement croissants, et l'hydrogène, au contraire, a donné, comme l'air, des quotients décroissants quand la pression diminuait, et qui descendent même, pour les pressions les plus basses (p compris entre 76 et 24 millimètres), au-dessous des nombres obtenus pour l'air, de sorte que, pour ces basses pressions, la compression de l'hydrogène comme celle de l'air serait plus grande que ne l'indique la loi de Mariotte, et qu'il y aurait une certaine pression inférieure à 1 atmosphère pour laquelle l'hydrogène suivrait rigoureusement cette loi. Pour des pressions plus grandes, l'hydrogène s'écarte, comme l'a montré M. Regnault, de la loi de Mariotte dans le sens opposé, et l'écart croît avec la pression.

M. Siljeström insiste sur ce point, que le rapport $\frac{p - p'}{\varpi - p'}$ trouvé par lui, pour une pression voisine de l'atmosphère pour l'acide carbonique, est plus petit que celui trouvé pour l'air, et celui-ci plus petit que le nombre relatif à l'hydrogène, comme les expériences de M. Regnault le faisaient prévoir. Il ajoute que les faits observés pour l'acide carbonique sont exclusifs d'erreurs systématiques; cependant les causes d'erreur exercent une influence si considérable sur le rapport $\frac{p - p'}{\varpi - p'}$ pour les faibles pressions, qu'il serait prématuré de regarder ces résultats comme acquis.

A. Potier.

CARSTAEDT. — Ueber die Abnahme der Lichtstärke nach dem Quadrate der Entfernung (Sur le décroissement de l'intensité lumineuse en raison inverse du carré de la distance); *Annales de Poggendorff*, t. CL, p. 551.

Pour vérifier expérimentalement cette loi, l'auteur emploie un photomètre de Bunsen. La tache d'huile disparaît quand la somme

de l'intensité lumineuse transmise et réfléchie est la même sur la tache et hors de la tache.

Soient Q et Q_1 les quantités de lumière incidente provenant de deux sources ; r et r_1 les proportions réfléchies, ν et ν_1 les proportions transmises par le papier sec et huilé. Quand la tache disparaît, on a

$$rQ + \nu Q_1 = r_1 Q + \nu_1 Q_1,$$

d'où

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{\nu_1 - \nu}{r - r_1},$$

et, comme ν et ν_1, r et r_1 ne dépendent que de la nature du photomètre, on peut poser

$$\frac{Q}{Q_1} = a.$$

Si, maintenant, on admet la loi du carré des distances, on a, en désignant par d, d_1 les distances des deux sources, et par I, I_1 les quantités de lumière incidente pour $d = d_1 = 1$,

$$Q = \frac{I}{d^2}, \quad Q_1 = \frac{I_1}{d_1^2}, \quad a = \frac{I}{I_1}\frac{d_1^2}{d^2};$$

comme, d'ailleurs, le rapport $\frac{I}{I_1}$ est invariable pendant une série d'expériences, il s'ensuit que le rapport $\frac{d_1^2}{d^2}$ est constant. C'est ce que l'auteur prouve par de nombreux tableaux d'expériences.

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome III. — Décembre 1874.

N. de Kokscharow. — *Sur les valeurs exactes des angles et sur la tétartoédrie des cristaux de fer titané*, p. 471.

Lecoq de Boisbaudran. — *Note sur la solubilité du gypse dans l'eau*, p. 477.

B. Delachanal et A. Mermet. — *Tube spectro-électrique ou fulgurator, appareil destiné à l'observation des spectres des solutions métalliques*, p. 485.

TELLIER. — *Mémoire sur le froid obtenu au moyen de l'éther méthylique et sur ses applications à la conservation de la viande*, p. 502.

MELSENS. — *Recherches physico-chimiques sur les gaz et les liquides condensés par le charbon poreux*, p. 522.

MELSENS. — *Sur le refroidissement et la congélation des liquides alcooliques et des vins*, p. 527.

5e série. — Tome IV. — Janvier 1875.

BERTHELOT. — *Sur les principes généraux de la thermochimie*, p. 5.

Premier Mémoire. — *Introduction*, p. 5.

Deuxième Mémoire. — *Sur la chaleur dégagée par les réactions chimiques dans les différents états des corps*, p. 8.

Troisième Mémoire. — *Sur la dissolution*, p. 21.

Quatrième Mémoire. — *Mélanges réfrigérants*, p. 47.

Cinquième Mémoire. — *Sur le troisième principe de la thermochimie ou principe du travail maximum*, p. 52.

Sixième Mémoire. — *Sur la chaleur de combinaison rapportée à l'état solide ; nouvelle expression thermique des réactions*, p. 74.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLVIII. — Supplément. — Décembre 1874.

HERMANN HERWIG. — *Conductibilité du mercure indépendante de la température*, p. 481.

JOSEPH LOVERING. — *État actuel des sciences physiques*, p. 493.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Sur le tempérament ou la division de l'octave*, p. 507.

SAMUEL SHARPE. — *Des comètes et de leurs queues*, 512.

ALFRED M. MAYER. — *Recherches d'acoustique*, p. 513.

FREDERICK GUTHRIE. — *Sur un galvanomètre absolu*, p. 526.

4e série. — Tome XLIX. — Janvier 1875.

FREDERICK GUTHRIE. — *Des solutions salines et de l'eau qui s'y trouve unie*, p. 1.

PIAZZI SMYTH. — *Carbone et hydrocarbures observés avec le spectroscope*, p. 24.

ALFRED M. MAYER. — *Nouvelle méthode pour observer la composition de la décharge électrique*, p. 47.

J.-L. SORET. — *Polarisation de la lumière par diffusion*, p. 50.

A.-S. HERSCHEL. — *Sur le spectre de l'aurore boréale*, p. 65.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIII. — N° 10. — Année 1874.

G. Quincke. — *Sur les courants électriques obtenus quand on plonge, à des instants différents, deux électrodes de mercure dans différents liquides*, p. 161.

Appendice. — Relation entre les phénomènes capillaires et les phénomènes électriques.

P. Stewart et Schuster. — *Expériences préliminaires sur un fil de cuivre soumis à l'action d'un aimant*, p. 205.

H. Vogel. — *Action chimique du spectre solaire sur les sels haloïdes d'argent*, p. 218.

H. Herwig. — *Durée de la propagation d'une action magnétique éloignée*, p. 250.

H. Herwig. — *Sur une modification des expériences électromagnétiques*, p. 263.

Mascart. — *Comparaison des machines électriques*, p. 268.

Crova. — *Mesure en unités absolues des forces électromotrices des piles voltaïques*, p. 272.

Ch. Montigny. — *La fréquence des changements de couleur par la scintillation des étoiles est toujours en rapport avec la composition de leur lumière*, p. 277.

C. Braun. — *Sur la boussole d'inclinaison*, p. 298.

H. Schneebeli. — *Théorie des tuyaux d'orgues*, p. 301.

Fritsch. — *L'emploi des forces vives dans la théorie mécanique de la chaleur peut-il se justifier?* p. 306.

L. Kulp. — *Sur l'action inductive d'aimants inégalement trempés*, p. 315.

Tome CLIII. — N° 11. — Année 1874.

Budde. — *Étude thermo-électrique*, p. 343.

Lafswitz. — *Théorie du mouvement des atomes au* XVI[e] *siècle*, p. 273.

H. Streintz. — *De l'amortissement des oscillations d'un fil tordu*, p. 387.

H. Herwig. — *Résistance galvanique*, p. 411.

O. Lubarsch. — *Fluorescence*, p. 420.

A. Wüllner. — *Dilatation du mercure d'après les expériences de M. Regnault*, p. 440.

Von Lang. — *Indices de réfraction de l'air à différentes températures*, p. 448.

H. Schneebeli. — *Remarques sur l'appareil de Hipp*, 466.

Hermann. — *Marche d'un faisceau lumineux qui tombe obliquement sur une lentille et propriétés des lentilles de cristal*, p. 470.

NOUVELLES ÉTUDES SUR LES COURANTS DES MACHINES ÉLECTRIQUES (1);

PAR M. FRANCESCO ROSSETTI,
Professeur à l'Université de Padoue.

I. *Historique.* — En 1837, Gauss avait remarqué que l'action électromagnétique du courant fourni par une machine électrique se maintient constante, même lorsque l'on introduit dans le circuit un fil métallique de la longueur d'un mille. En 1868, Poggendorff confirma le fait, observé par Gauss, par des expériences faites sur le courant produit avec l'électromoteur de Holtz. Il inséra dans le circuit de minces cordons mouillés ayant la longueur de 5 jusqu'à 7 mètres, et il ne trouva aucune différence ni dans la déviation galvanométrique, ni dans le nombre des décharges d'une bouteille électrométrique. Gauss expliqua le singulier phénomène observé par lui, en comparant la manière d'agir des différents électromoteurs. « Dans les couples voltaïques, dit-il, une force électromotrice déterminée développe dans un temps donné une quantité d'électricité d'autant plus petite que la résistance du circuit est plus grande; au contraire, dans l'expérience faite avec l'électromoteur à frottement, la quantité d'électricité développée dépend uniquement du jeu de la machine, et toute l'électricité qui, sous la forme d'étincelle, va du corps frotté sur le conducteur, doit parcourir le circuit tout entier, qu'il soit court ou long, afin de pouvoir se neutraliser avec l'électricité extraite du corps frottant. » Cette explication parut convaincante, et fut acceptée par M. Poggendorff. Dans ce travail, je démontre qu'elle est inexacte, et qu'en réalité la formule de Ohm s'applique aux courants fournis par les machines électriques. Seulement, tandis que dans les couples voltaïques la force électromotrice et la résistance intérieure se conservent presque constantes, dans les machines électriques elles sont variables et fonction de l'état hygrométrique et de la vitesse de rotation.

II. *Description de la méthode suivie et des appareils employés.* — J'ai fait usage d'une excellente machine de Holtz, de la première

(1) Extrait par l'auteur du Mémoire intitulé : *Nuovi studj sulle correnti delle macchine elettriche,* et publié dans les *Atti del R. Istituto Veneto di Scienze, Lettere ed Arti,* 4e série, t. III, p. 1772 et 2159.

espèce, construite par M. Ruhmkorff, et je l'ai disposée de façon que l'axe du disque mobile pût être réuni avec l'axe d'un appareil de rotation. Le mouvement de ce dernier était produit au moyen de poids qui pouvaient varier depuis 3 jusqu'à 42 kilogrammes; la hauteur de descente des poids, pour chaque tour du disque de la machine, était de $0^m,003834$. Un compteur électromagnétique de Siemens et Halske faisait connaître le nombre de tours pendant un temps quelconque, mesuré par un chronomètre à secondes, et un hygromètre à cheveu, préalablement comparé avec un hygromètre à condensation, indiquait le degré d'humidité relative de l'air ambiant. Le courant produit par la machine parcourait un galvanomètre déjà gradué, et pouvait aussi traverser à volonté un rhéostat à liquide, composé de quatre tubes très-minces et très-longs, remplis d'eau distillée.

Il était important de déterminer avant tout la quantité de travail nécessaire pour rendre actif l'électromoteur. A cet effet, pendant que la machine était déchargée, on commença une série d'expériences, dans lesquelles on faisait varier le poids moteur; on obtenait des vitesses de rotation différentes. A l'aide des résultats de ces expériences, on construisit une courbe en prenant pour abscisses les poids moteurs et pour ordonnées le nombre de tours par seconde, correspondant aux différents poids. On pouvait déduire de la courbe la vitesse correspondant à un poids moteur quelconque, ou bien le poids moteur capable de produire une vitesse déterminée. Alors on mettait la machine en activité; le poids employé pour obtenir une certaine vitesse de rotation était plus considérable que précédemment. Il est évident que la différence entre le poids employé lorsque la machine est active (chargée) et le poids capable de produire la même vitesse lorsque la machine est inactive (c'est-à-dire déchargée) est le *poids moteur efficace*, c'est-à-dire le poids capable de faire passer et de maintenir la machine de l'état inactif à l'état actif, c'est-à-dire de l'état de décharge à l'état de charge et d'activité électriques. En multipliant ce poids moteur efficace par le nombre de tours achevés dans une seconde et par la hauteur de chute correspondant à chaque tour ($0^m,003834$), on obtient le *travail moteur efficace*, qui produit, par le moyen de l'électromoteur de Holtz, le courant dont on mesure l'intensité.

Je dois ajouter que dans chaque expérience on mesurait l'inten-

sité du courant deux fois : la première fois, en faisant dévier l'aiguille du galvanomètre à droite du zéro, et la seconde en la faisant dévier à gauche; on prenait la moyenne de deux lectures, et avec la Table de graduation du galvanomètre on connaissait la valeur de l'intensité du courant. Enfin comme, en opérant avec les courants de ces machines électriques, il arrive très-facilement quelque accumulation d'électricité statique, qui troublerait la régularité de l'action électromagnétique du courant, une des électrodes de la machine était en communication métallique avec la terre, au moyen de tuyaux en plomb du gaz d'éclairage.

III. *Premières expériences; premiers résultats.* — Des quatre séries d'expériences faites à différents états hygrométriques, dans lesquelles le courant ne traversait pas le rhéostat liquide, je n'en reproduirai qu'une seule donnée dans le tableau suivant, où

P représente le poids moteur total en kilogrammes, c'est-à-dire le poids lorsque la machine est active ou chargée ;

p le poids qui suffit à imprimer la même vitesse lorsque la machine est inactive ou déchargée ;

m le poids moteur efficace, c'est-à-dire la différence $P - p$ à laquelle on doit l'activité électrique de la machine ;

n le nombre de tours par seconde ;

i l'intensité du courant déduite de la lecture et de la table de graduation du galvanomètre ;

L le travail efficace produit à chaque seconde et exprimé en kilogrammètres.

Expériences, 16 *mai* 1874.

Hygromètre..... 88,5 = 0,693 humidité relative.

P	*p*	*m*	*n*	*i*	L	$\frac{n}{i}$	$\frac{L}{i}$
16,258	7,125	9,133	3,22	7,70	0,11275	0,417	0,0146
21,462	12,020	9,530	4,72	12,05	0,17246	0,392	0,0143
26,621	16,050	10,570	5,59	15,80	0,22655	0,354	0,0143
31,858	21,075	10,783	6,47	19,10	0,26749	0,339	0,0140
37,058	26,000	11,058	7,43	22,20	0,31501	0,334	0,0142
			Moyennes.................			0,367	0,0143

De la simple inspection de ce tableau on déduit que, dans une même série d'expériences, c'est-à-dire faites avec un même état hygrométrique :

1° L'intensité du courant produit par l'électromoteur est, à peu de chose près, mais non pas exactement, proportionnelle à la vitesse de rotation du disque; elle croît un peu plus rapidement.

M. Kohlrausch avait énoncé la proportionnalité exacte, mais il n'avait pas mesuré avec précision la vitesse de rotation.

2° Le travail efficace dépensé par seconde est exactement proportionnel à l'intensité du courant.

3° Le poids moteur efficace se conserve presque constant, quelle que soit la grandeur du poids total, c'est-à-dire quelle que soit l'intensité du courant.

J'ai fait diverses séries d'expériences analogues à la série qui vient d'être décrite, mais avec des états hygrométriques différents. Les trois conclusions que je viens de donner se sont toujours trouvées exactes, mais j'ai pu reconnaître en outre les lois suivantes :

4° Le rapport entre la vitesse de rotation et l'intensité du courant va en croissant à mesure que l'état hygrométrique s'accroît.

M. Kohlrausch avait trouvé ce rapport indépendant de l'état hygrométrique.

5° Le rapport entre le travail dépensé et l'intensité du courant diminue lorsque l'humidité s'accroît.

L'électromoteur de Holtz est donc plus *économique* dans les journées humides que dans les journées sèches.

6° Le poids efficace est plus grand dans les journées sèches, plus petit dans les jours humides.

Des expériences ont été faites pour vérifier si la distance entre les deux disques exerce une influence sur le mode de fonctionner de la machine. J'ai trouvé ce résultat :

7° Si la distance augmente, l'intensité du courant diminue et le travail devient aussi moindre.

IV. *Intensité du courant pour diverses résistances. Résistance intérieure.* — Ces résultats acquis, j'ai fait des recherches dans le but de déterminer les résistances internes et les forces électromotrices de l'électromoteur de Holtz. A cet effet, j'introduis dans le circuit

le rhéostat à liquide, qu'on a déjà mentionné. Voici quelques-uns des résultats obtenus :

Hygromètre..... 88,5 = 0,693 humidité relative.

P KIL.	CIRCUIT EXTÉRIEUR.	n TOURS par seconde.	INTENSITÉS i.	RAPPORT des intensités.
16,258	sans rhéostats..........	3,22	7,70	1,81
	avec 4 tubes............	2,75	4,25	
21,258	sans rhéostats..........	4,72	12,05	2,52
	avec 4 tubes............	4,05	4,78	
	avec 2 tubes............	4,28	7,25	
26,621	sans rhéostats..........	5,59	15,80	2,68
	avec 4 tubes............	5,17	5,90	
31,858	sans rhéostats..........	6,47	19,10	2,73
	avec 4 tubes............	6,15	7,00	

En examinant les nombres contenus dans ce tableau, on trouve pleinement établie cette conclusion : La formule de Ohm est applicable aux courants engendrés par les machines électriques.

Des nombres obtenus on peut déduire la résistance intérieure de l'électromoteur de Holtz en fonction de la résistance extérieure représentée par l'eau des tubes étroits qui forment le rhéostat, et l'on trouve que le rapport entre la résistance intérieure et la résistance des quatre tubes est égal à 2,053, lorsque le disque fait 2,75 tours par seconde. Ce rapport est égal à 0,898 lorsque $n = 4,05$; à 0,732 lorsque $n = 5,17$; à 0,665 lorsque $n = 6,15$. On voit que, si la vitesse de rotation du disque augmente, la résistance intérieure décroît très-rapidement au commencement, et plus lentement ensuite. Étant connu le rapport des résistances intérieure et extérieure, il reste à déterminer la valeur de la seconde pour pouvoir calculer la valeur de la première. Si les quatre tubes étaient remplis de mercure à zéro, ils auraient une résistance totale de 3,960858 unités Siemens. Étant remplis d'eau, leur résistance est égale à ce nombre multiplié par la résistance spécifique de l'eau.

Par cette évaluation, il résulte que la résistance intérieure de l'électromoteur de Holtz, qui a servi à ces expériences, s'élève à 2810 millions d'unités Siemens, lorsque la vitesse de rotation est

de 2 tours par seconde, et de 678 millions d'unités Siemens quand la vitesse est de 7,5 tours par seconde. De là on déduit les forces électromotrices; elles sont très-considérables : on trouvera aisément que la plus grande est 51 860 fois celle d'un élément Daniell ou 30 030 fois celle d'un élément de Grove.

Avec les données de l'expérience et du calcul, j'ai construit une courbe en prenant pour abscisses les vitesses de rotation, et pour ordonnées les résistances intérieures correspondantes de l'électromoteur, et ainsi il est possible de connaître la résistance intérieure correspondant à une vitesse quelconque. J'ai transformé aussi en valeurs de mesure absolue, selon l'unité de Weber, les valeurs de l'intensité qui, dans les Tables précédentes, étaient représentées selon la Table de graduation du galvanomètre; et, à cet effet, il fallut multiplier le nombre i du galvanomètre par $K_1 = \alpha K = 0{,}000031743$, qui résulte du produit de $K = 0{,}00003347$, coefficient de réduction en unité Jacobi pour le galvanomètre employé, et de $\alpha = 0{,}9484$, coefficient de réduction de l'unité Jacobi dans l'unité électromagnétique de Weber. La valeur de l'intensité J, en mesure absolue, a donc été obtenue par la formule $J = K_1 \times i$. La valeur de la résistance intérieure S en unité Siemens a été déduite de la courbe, et la valeur de la force électromotrice, exprimée en unité Siemens $\times$ Weber, a été calculée par la formule $E = S \times J$.

Nous transcrivons seulement une série d'expériences.

i	J	n	S	W × S
7,70	0,0002444	3,32	1775.10^6	434.10^3
12,05	0,0003825	4,72	1190.10^6	455.10^3
15,80	0,0005015	5,59	950.10^6	476.10^3
19,10	0,0006063	6,47	800.10^6	485.10^3
22,20	0,0007047	7,43	690.10^6	486.10^3

On arrive aux conclusions suivantes :

8° L'électromoteur de Holtz se comporte d'une manière analogue à celle de couples voltaïques; il possède, de même que ceux-ci, une force électromotrice et une résistance qui sont constantes si la vitesse de rotation et l'état hygrométrique restent invariables.

9° La force électromotrice de la machine de Holtz est indépendante de la vitesse de rotation.

10° Elle varie avec le degré d'humidité, en sorte que, si l'humidité augmente, la force électromotrice décroît.

11° La résistance intérieure est indépendante de l'état hygrométrique.

12° Elle varie avec la vitesse de rotation, de manière que, si la vitesse augmente, la résistance intérieure diminue rapidement.

13° Les poids moteurs efficaces sont proportionnels aux forces électromotrices et peuvent être regardés comme les représentants de ces forces.

V. *Valeur de l'équivalent dynamique de la chaleur déduite de ces expériences.* — Enfin je me suis occupé de la détermination de l'équivalent dynamique de la chaleur. A cet effet, j'ai fait usage de la loi de Joule, regardant la chaleur totale W qui pourrait développer un courant d'intensité J en parcourant un circuit de résistance totale R, et supposant que le courant ne produit ni travail chimique ni rotations électromagnétiques. J et R étant représentés en unité d'une mesure absolue, la loi de Joule est exprimée par la formule $W = 2,398.10^{16} J^2 R$, dans laquelle $R = gS$, et, d'après Kohlrausch, $g = 9717.10^{16}$. En désignant par l l'équivalent dynamique de l'unité de la chaleur, et par L le travail moteur efficace dépensé pour produire le courant d'intensité J, on aura

$$l = \frac{L}{W}.$$

En faisant le calcul pour vingt expériences, et en négligeant les résultats des trois qui diffèrent sensiblement, j'ai trouvé le nombre 428 presque identique à 425, que l'on adopte généralement pour l'équivalent mécanique de la chaleur, et assez voisin de 436, nombre que M. Regnault a déduit de ses expériences sur la vitesse du son.

NOTICE SUR LA PROJECTION DES EXPÉRIENCES DE POLARISATION;

PAR M. BERTIN,
Maître de conférences à l'École Normale supérieure.

Quand on passe en revue les expériences de polarisation et qu'on les étudie au point de vue de la projection, on les divise naturellement en trois classes :

1° Celles qui se font dans la lumière parallèle, avec les appareils de Malus, de Norremberg, d'Haidinger, etc., et que l'on désigne sous les noms de *polarisation blanche, chromatique, rotatoire, dichroïque,* etc.

2° Celles qui devraient se faire dans la lumière parallèle, mais qui, exigeant beaucoup de champ, ne peuvent se produire réellement que dans la lumière *divergente*. On observe encore ces phénomènes avec l'appareil de Norremberg, mais en ajoutant une lentille sur le cristal. Telles sont les franges du compensateur de Babinet, les figures du gypse, les couleurs des verres trempés, etc.

3° Enfin celles qui se font dans la lumière *convergente;* soit avec la pince à tourmalines, soit avec le microscope polarisant (1).

L'appareil Duboscq, représenté dans les *fig.* 1 et 2, permet de réaliser ces trois classes d'expériences. Il se compose de deux systèmes optiques pouvant glisser sur une règle horizontale, et qui sont destinés à recevoir et à modifier un faisceau lumineux parallèle à la règle, provenant d'une source quelconque (Soleil, lampe électrique, lampe Drummond). L'un de ces systèmes est tourné vers la source et peut recevoir le *polariseur;* l'autre est tourné vers le tableau de projection et porte l'*analyseur;* entre les deux se placent les différents corps qui doivent être traversés par la lumière.

Cet appareil doit être modifié de trois manières différentes pour les trois cas dont nous avons parlé et que nous désignerons par les noms de lumière *parallèle,* lumière *divergente* et lumière *convergente*.

---

(1) *Voir* ma *Notice sur le microscope polarisant* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXIX, p. 87).

I.

LUMIÈRE PARALLÈLE.

Les expériences dans la lumière parallèle se projettent avec l'appareil représenté dans la *fig.* 1. La partie P est tournée vers la



Fig. 1.

source qui lui envoie un faisceau de rayons parallèles. Ce faisceau traverse ensuite le tube AD, qui est composé de deux parties : celle qui est tournée vers la source est fixe ; l'autre est à tirage et se termine à l'intérieur par une lentille de projection L et à l'extérieur par un analyseur A. Cette disposition se prête aux cinq séries d'expériences suivantes :

1e SÉRIE. — *Polarisation blanche.*

J'ai proposé à M. Duboscq d'ajouter cette série aux expériences qu'il faisait auparavant, parce qu'elle est la base de toutes les autres.

1° *Polarisation par réflexion.* — Plaçons en P un polariseur à

glace noire ou mieux encore un polariseur *Delezenne,* qui nous permettra de mettre l'appareil dans la direction de la source lumineuse. Dans la figure, la lettre T désigne un diaphragme à trous; on l'enlèvera et l'on introduira le polariseur Delezenne dans le support P, en ayant soin que le plan de réflexion de ce polariseur soit vertical. On projettera ensuite sur le tableau l'image de l'ouverture du polariseur à l'aide de la lentille L, et enfin on placera en A un analyseur formé par une glace noire inclinée de 35°25′ sur l'axe du tube :

A. Si la glace noire réfléchit verticalement, elle enverra au plafond une image brillante de l'ouverture du polariseur.

B. Cette image sera presque éteinte si la glace réfléchit horizontalement.

C. Et alors elle s'éclaircira si l'on change l'inclinaison de la glace sur le rayon.

2° *Polarisation par réfraction.* — En enlevant la glace noire de son cadre, on trouvera au-dessous une petite pile de glaces que l'on inclinera encore de 35°25′ sur le rayon :

A. Si la pile réfléchit verticalement, l'image réfléchie sera brillante, mais l'image transmise sera sombre.

B. Si la pile réfléchit horizontalement, l'image réfléchie sera sombre, mais l'image transmise deviendra plus brillante.

C. L'effet sera moins marqué si l'on enlève quelques-unes des lames de la pile, ou si l'on change son inclinaison sur le rayon.

3° *Double réfraction.* — Enlevons le polariseur Delezenne. Mettons en D un diaphragme avec une ouverture en losange portant une petite fente sur l'un de ses angles obtus, et projetons l'image de ce losange sur le tableau à l'aide de la lentille L. Enfin plaçons en A un prisme biréfringent, à image ordinaire droite, agissant par conséquent comme un rhomboèdre de spath. L'analyseur et le diaphragme sont goupillés, de manière que la face naturelle du rhomboèdre, qui est un losange, se projette sur le losange du diaphragme, et que l'angle obtus du rhomboèdre soit indiqué par la petite fente de celui-ci :

A. On voit sur le tableau deux losanges lumineux : leurs petites diagonales sont en ligne droite, ce qui prouve qu'elles indiquent la section principale, et l'on remarque de plus que l'image extraordinaire est déviée du côté de l'angle obtus du rhomboèdre.

B. En tournant le tube AD sur lui-même, l'image ordinaire tourne

sur elle-même; l'extraordinaire tourne autour de la première, mais les deux images conservent leurs positions relatives.

4° *Polarisation par double réfraction.* — Remettons en place le polariseur Delezenne, toujours avec son plan de réflexion vertical, et recommençons l'expérience précédente :

A. L'image ordinaire est éteinte quand la *petite* diagonale du losange est horizontale : donc elle est polarisée suivant la *petite* diagonale.

B. L'image extraordinaire est éteinte quand la *grande* diagonale du losange est horizontale : donc elle est polarisée suivant la *grande* diagonale.

C. Quand les losanges ont leurs diagonales à 45 degrés, les deux images sont égales.

D. Quand on place devant le diaphragme un quartz parallèle épais, rien n'est changé s'il est dans l'azimut zéro; mais la polarisation disparaît et les deux images sont toujours égales si la section principale du quartz est à 45 degrés de celle du polariseur.

5° *Polarisation par un Nicol.* — Remplaçons l'analyseur biréfringent par un Nicol, orienté de manière que sa base, qui est un losange, se projette sur le losange du diaphragme.

On ne verra plus sur le tableau qu'un seul losange : il sera très-brillant quand la grande diagonale sera verticale, et s'éteindra quand elle sera horizontale : donc le Nicol polarise suivant la grande diagonale de sa base, ou ne transmet que le rayon extraordinaire.

6° *Polarisation par une tourmaline.* — Remplaçons le Nicol par une tourmaline fixée dans une bonnette goupillée, de manière que, mise en place, l'axe du cristal soit parallèle à la petite diagonale du losange du diaphragme.

On verra sur le tableau une seule image en losange, qui s'éteindra quand la petite diagonale sera horizontale : donc la tourmaline polarise perpendiculairement à son axe, ou ne transmet que le rayon extraordinaire, comme le Nicol.

7° *Expérience des rhomboèdres croisés d'Huyghens.* — Enlevons le polariseur et remettons en place le diaphragme à trous T, dans lequel nous choisirons un trou de grandeur convenable, que nous projetterons sur le tableau à l'aide de la lentille L. L'analyseur biréfringent, replacé en A, donnera deux images écartées de

ce trou. Si on lui superpose un second analyseur semblable, on verra quatre images qui, par la rotation du second prisme, pourront se réduire à deux, et même à une si les deux prismes sont parfaitement égaux.

8° *Expérience de M. Desains.* — (Elle sera décrite plus loin, au début du second article.)

2e série. — *Dichroïsme.*

Le polariseur est enlevé : nous avons toujours en A l'analyseur biréfringent. Si nous plaçons contre l'extrémité D du tube une lame dichroïque, nous aurons précisément la loupe dichroscopique d'Haidinger. A l'aide de la lentille L, nous projetterons sur le tableau la double image de la lame.

A. Les deux images de la lame seront en général de couleurs différentes, et en tournant soit la lame, soit l'analyseur, on verra ces couleurs changer. On choisira les cristaux les plus dichroïques, tels que l'épidote, la pennine, l'acétate de cuivre, le sulfate cobalto-potassique, l'oxalate chromopotassique, le platinocyanure de magnésium, etc.

B. Expériences semblables faites avec des cubes de cristaux dichroïques que l'on fait tourner devant le diaphragme D.

3e série.—*Polarisation chromatique* (*lames minces cristallisées*).

Dans les expériences suivantes, pour avoir plus de lumière, on polarise avec un spath qui ne doit donner qu'un seul faisceau. Ce qu'il y aurait de mieux certainement serait d'employer un gros prisme de Nicol; mais le prix en serait fort élevé, et c'est uniquement par économie que M. Duboscq fait usage du prisme biréfringent, en ayant soin d'intercepter toujours l'un des rayons. Il emploie donc pour polariseur un système de deux prismes biréfringents, achromatisés par des prismes de crown, de manière à ramener le rayon extraordinaire dans l'axe de l'appareil. Ces deux prismes ajoutent leurs déviations, et leur ensemble donne aux deux rayons un écart d'environ 11 degrés; ils se placent dans la monture du diaphragme à trous T. Comme il est absolument nécessaire de connaître le plan de polarisation, une goupille maintient le diaphragme, de telle sorte que les sections principales des deux prismes soient horizon-

tales. Le rayon extraordinaire, qui se meut dans l'axe de l'appareil, est alors polarisé dans un plan vertical; quant au rayon ordinaire, il est rejeté de côté, et l'on s'arrange toujours pour qu'il ne vienne pas se mêler au rayon central, ce qui détruirait la polarisation.

Le polariseur étant en place, on limite le faisceau polarisé par le diaphragme à trous T, qui permet de choisir pour chaque expérience une ouverture de grandeur convenable. On voit dans la figure que ce diaphragme porte en avant une virole C; elle est destinée à recevoir une bonnette dans laquelle est fixée la lame cristallisée. Celle-ci peut être quelconque, quartz, gypse, mica, etc. On obtiendra de belles couleurs avec un quartz parallèle, de l'épaisseur qui donne le rouge du second ordre. Il importe que la section principale de la lame soit connue; il faut donc l'indiquer sur la bonnette par une encoche ou par une saillie que l'on puisse sentir dans l'obscurité. On peut aussi placer la lame à l'extrémité D du tube AD.

L'ouverture D du tube analyseur étant assez éloignée pour que le rayon extraordinaire reste en dehors, on projettera sur le tableau l'image de la lame, en donnant un tirage convenable au tube qui porte la lentille L, puis on analysera le faisceau en A, avec l'analyseur biréfringent, dont la section principale est, comme nous l'avons vu, toujours indiquée par la ligne qui joint les centres des deux images.

A. En amenant les deux images dans la verticale, on voit qu'elles sont en général colorées de teintes complémentaires dont la superposition reproduit du blanc, et que leur éclat est maximum quand la section principale de la lame est dans l'azimut 45 degrés, et l'analyseur dans l'azimut zéro. En tournant soit la lame, soit l'analyseur, on voit les images devenir incolores, puis passer chacune à la couleur complémentaire, sans prendre d'autres teintes; en un mot on vérifie toutes les conséquences de la théorie.

B. D'autres lames tenues à la main donneront des effets analogues. On y reconnaîtra les directions du maximum de couleur, et en faisant tourner la lame autour de ces directions on pourra distinguer la section principale de la section perpendiculaire par la manière dont les couleurs varient avec l'épaisseur traversée par le rayon.

C. On peut aussi essayer de cette manière quelques substances

à double réfraction accidentelle, telles que des lames d'œil de poisson, de pointes d'oursin, de gomme copal, etc.

4e SÉRIE. — *Polarisation rotatoire.*

A. Remplaçons dans la première des expériences précédentes le quartz parallèle mince par un quartz perpendiculaire épais; nous verrons encore sur le tableau deux images complémentaires, qui pourront être identiques aux premières, si les deux quartz sont convenablement choisis ([1]); mais il y a entre les deux expériences deux différences caractéristiques :

1° Si l'on tourne le quartz perpendiculaire autour du rayon, les couleurs ne changent pas, tandis qu'elles changeaient quand on tournait le quartz parallèle.

2° Si l'on tourne l'analyseur, les couleurs du quartz perpendiculaire passent par toutes les teintes, tandis qu'avec le quartz parallèle elles passaient seulement à la couleur complémentaire.

B. Remplaçons l'analyseur biréfringent par un Nicol que nous mettrons d'abord à l'extinction, puis épurons la lumière par un verre rouge et mettons en place le quartz perpendiculaire : nous verrons la lumière reparaître, et il faudra pour l'éteindre tourner le Nicol, soit à droite, soit à gauche, suivant le sens de la rotation du quartz, dont on aura ainsi la mesure.

C. Répétons l'expérience avec la lumière blanche : en tournant le Nicol, nous n'éteindrons plus l'image, mais nous la ferons passer par diverses teintes. Si la teinte monte, c'est-à-dire si elle varie du rouge au bleu, dans l'ordre des couleurs du spectre, c'est que le Nicol a été tourné dans le sens de la rotation du quartz : si elle baisse (bleu, jaune, rouge), c'est qu'on a tourné le Nicol en sens contraire. Quand on est arrivé à la *teinte sensible en passant du bleu au rouge,* la rotation du Nicol mesure la rotation du quartz pour les rayons jaunes.

D. Couleur du quartz de diverses épaisseurs, avec le Nicol à zéro.

E. Plaque à deux rotations.

F. Chlorate de soude.

([1]) Le quartz de 6 millimètres, dont Arago se servait toujours, convient très-bien; il donne le rouge du second ordre comme notre quartz parallèle.

G. Plaque à deux rotations avec chlorate de soude.

H. Pouvoir rotatoire du cinabre, du sulfate de strychnine, du periodate de soude, des hyposulfates de potasse, de strontiane et de plomb; mais on a difficilement de bons échantillons de tous ces corps.

I. Pouvoir rotatoire des liquides, eau sucrée, essence de térébenthine, acide tartrique, etc. On les renferme dans un tube placé entre l'analyseur et la plaque à deux rotations.

J. Saccharimétrie : on peut monter sur l'appareil toutes les pièces du saccharimètre, et projeter par conséquent une expérience complète de saccharimétrie par la méthode de M. Soleil.

5e série. — *Polarisation circulaire et elliptique.*

En mettant un mica d'un quart d'onde sur le trajet de la lumière polarisée, la polarisation reste rectiligne si le mica est dans l'azimut zéro; elle devient circulaire s'il est à 45 degrés; enfin elle est elliptique si sa section principale fait avec le plan de polarisation un angle compris entre zéro et 45 degrés. Si le rayon traverse en même temps une lame cristallisée, la lumière est polarisée elliptiquement en entrant ou en sortant, ou des deux côtés à la fois; les images changent de couleur, et l'on peut faire rendre à une lame parallèle les effets d'un quartz perpendiculaire.

Pour projeter ces phénomènes, nous analyserons avec un Nicol, que nous mettrons d'abord à l'extinction; puis nous placerons devant le diaphragme à trous notre quartz parallèle dans la position où il donne le maximum de coloration.

A. Si maintenant nous plaçons en D un mica d'un quart d'onde, et que nous tournions, soit ce mica, soit l'analyseur, nous verrons l'image passer par des teintes semblables à celles de la polarisation rotatoire.

B. Le mica que nous avons mis en D porte une virole dans laquelle nous pouvons introduire la bonnette de la lame. Plaçons ensuite un second mica dans le porte-cristaux C. Disposons les trois bonnettes de manière que la section principale de la lame soit à 45 degrés des sections principales des deux micas, celles-ci étant parallèles ou croisées. Dans les deux cas, en tournant l'analyseur, on verra des images se teindre de couleurs analogues à celles de la polarisation rotatoire.

C. Elles seront identiques si les micas sont croisés. Le quartz parallèle, placé entre ces deux micas (toujours à 45 degrés de leurs sections principales), se comportera exactement comme un quartz perpendiculaire droit ou gauche, suivant que sa section principale sera à droite ou à gauche de celle du mica polariseur.

D. Réciproquement, le quartz perpendiculaire, placé entre deux micas d'un quart d'onde croisés, perd son pouvoir rotatoire et se comporte comme une lame unique parallèle à l'axe (1).

II.

LUMIÈRE DIVERGENTE.

L'appareil pour la lumière divergente et pour la lumière convergente est représenté dans la *fig.* 2. Nous supposerons d'abord qu'on a enlevé la pince P.

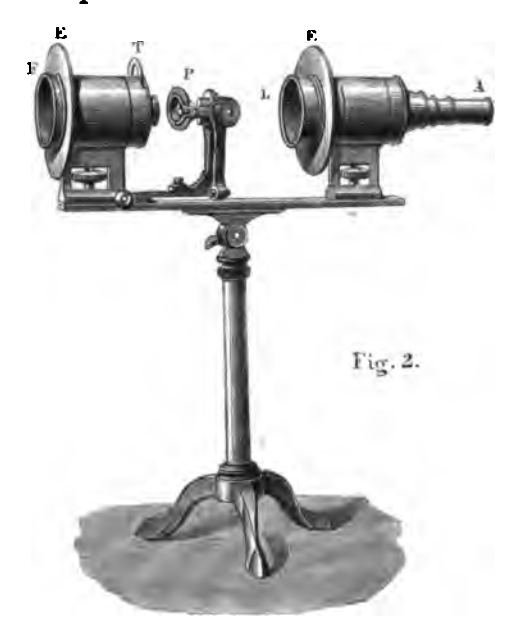


Fig. 2.

Le système analyseur est entièrement différent du précédent. Il

(1) *Voir* la Note de M. Soleil dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XX, p. 214. *Voir* aussi, à la page 207 du même volume, la Note de M. Reusch, à laquelle on pourra emprunter plusieurs expériences intéressantes.

se compose d'une grande lentille de champ L (diamètre 5 centimètres; foyer 7 centimètres) et d'un Nicol analyseur A qui porte lui-même, à l'entrée des rayons lumineux, une petite lentille (diamètre $1^c,6$; foyer 13 centimètres) [1].

Le polariseur est peu changé : il a suffi de lui ajouter en F un focus, c'est-à-dire une lentille convergente (diamètre $5^c,5$; foyer 7 centimètres). Ce focus, qui est habituellement composé de deux lentilles plan-convexes, fait converger les rayons à une petite distance en avant du diaphragme à trous. Réunis en ce point, ces rayons divergent de nouveau et viennent éclairer tout le champ de la lentille L du système analyseur.

C'est contre cette lentille que l'on place successivement les lames de grande dimension que l'on veut observer. Elles sont autant que possible montées sur des liéges; on les place alors dans une bague qui s'introduit dans la monture de la lentille. Ces lames sont éclairées sur toute leur surface par le faisceau divergent, et le système convergent formé de la lentille de champ et de celle du Nicol projette l'image de ces lames sur le tableau.

1re SÉRIE. — *Polarisation chromatique.*

Lames minces cristallisées de grande dimension. — Placez toujours le Nicol à l'extinction et les lames dans l'azimut 45 degrés.

A. *Quartz parallèle, disque concave.* — Ce quartz donne des anneaux : en le combinant avec un quartz parallèle mince, on voit les anneaux changer de couleur, et, si l'épaisseur est convenable, il se forme un anneau noir quand les sections principales sont croisées.

B. *Quartz (ou gypse) parallèle prismatique.* — Donnant des bandes colorées plus ou moins étalées. Une même lame peut donner ainsi trois spectres d'interférence, par exemple du premier au troisième ordre, ou du troisième au cinquième ordre.

---

(1) Ce système constitue un excellent analyseur à projection, qui, substitué au tube AD de la *fig.* 1, donnerait un appareil à lumière parallèle avec lequel on pourrait répéter les expériences des quatre dernières séries. Il serait cependant utile, dans ce cas, d'allonger le foyer de la lentille L et de diminuer son diamètre; on obtient ce résultat en lui accolant une lentille divergente pour obtenir un système de $16^c,5$ de foyer (diamètre $2^c,5$). On peut alors enlever la lentille du Nicol, ou bien on analysera avec le prisme biréfringent.

C. *Compensateur de Babinet.* — Il est formé par deux quartz prismatiques parallèles, égaux, renversés et croisés. Il donne toujours des bandes parallèles avec une raie noire au milieu.

D. *Figures des lames de gypse, étoile, fleur, papillon, etc.* — Très-belles figures colorées. En tournant l'analyseur, on ne peut changer les couleurs qu'en les faisant passer à la teinte complémentaire, par exemple du rouge au vert. Si l'on veut obtenir une plus grande variété de teintes, il faut recourir à la polarisation elliptique; il suffit de faire tourner devant la lame un mica d'un quart d'onde, que l'on aura placé dans le porte-cristal C du diaphragme à trous [1]. (*Voir* la sixième série de la lumière parallèle.)

2e série. — *Polarisation rotatoire.*

Quartz perpendiculaire de grande dimension. — Les figures que l'on obtient devraient être à teintes plates et le seraient certainement si la lumière était bien parallèle; mais, comme elle est divergente, les diverses parties des lames ne sont pas traversées sous la même épaisseur, et par conséquent on voit, ici surtout, où les lames sont épaisses, des changements de teinte qui altèrent un peu les figures normales. C'est un inconvénient dont il faut prendre son parti, parce qu'on ne pourrait le faire disparaître qu'en compliquant l'appareil.

A. *Améthyste.*

B. *Quartz anormaux divers.*

C. *Quartz à deux rotations.* — Il est bon que ce quartz ait une épaisseur qui donne la teinte sensible quand le Nicol est à l'extinction. Alors, quand on tourne le Nicol, les deux moitiés de la lame séparées par une ligne noire frangée virent l'une au bleu, l'autre au rouge.

D. *Biquartz prismatique de Soleil.* — Il est formé par deux prismes égaux de quartz droit et gauche, accolés par leurs bases triangulaires et achromatisés par un prisme de crown, de même angle, collé sur le plan hypoténuse commun. Quand l'analyseur est à l'extinction, cette lame composée donne un seul spectre dont les couleurs correspondent à l'inégale épaisseur du quartz; mais, si

(1) M. Duboscq a aussi adapté un porte-mica à son Nicol, mais on peut s'en passer. Il n'est même pas commode, parce qu'on ne sait jamais comment ce mica est tourné.

l'on tourne l'analyseur, les couleurs varient en sens contraires dans les deux prismes, et le spectre d'abord unique se sépare en deux spectres juxtaposés dont les couleurs ne se correspondent plus.

E. *Polariscope de Senarmont.* — Il est formé, en remplaçant dans l'appareil précédent le prisme de crown par deux prismes de quartz, de rotations contraires, mais disposés en sens inverse des premiers. Quand l'analyseur est à l'extinction, cet appareil donne dans chaque moitié une ligne noire de même direction; mais, dès que l'analyseur tourne, les deux lignes noires se séparent.

3e SÉRIE. — *Double réfraction irrégulière.*

A. *Verres trempés* de différentes formes.

B. *Larmes bataviques,* soit nues, soit placées dans une cuve à faces parallèles remplie d'acide phénique.

C. *Verre chauffé.* — Ces verres donnent des lignes noires, ou même des couleurs tant qu'ils s'échauffent. Lorsqu'une fois ils ont pris dans toute leur masse la température de la pince chaude dans laquelle ils sont placés, toute trace de trempe disparaît. Si en ce moment on enlève le verre, qui est chaud, pour refroidir la pince seule, en la plongeant dans l'eau froide, et si l'on remet le verre chaud dans la pince froide, les couleurs de la trempe reparaissent.

D. *Verre comprimé.* — L'axe de pression étant dans l'azimut 45 degrés.

E. *Verre ployé.* — Le Nicol étant toujours à l'extinction, si l'on ploie la lame lorsqu'elle est dans l'azimut 45 degrés, on voit une ligne courbe noire se former au milieu. L'image peut être colorée, en mettant dans le porte-cristal C, devant le diaphragme à trous, une lame parallèle mince, par exemple le quartz parallèle qui donne le rouge du second ordre. Si la section principale du quartz est parallèle à la lame, on voit dans l'image projetée la courbe noire qui devient rouge, tandis que la lame devient verte dans la partie convexe et jaune dans la partie concave. La partie convexe ou dilatée de la lame a donc agi sur le quartz pour augmenter son épaisseur; elle a donc pris une double réfraction, de même signe que le quartz ou *positive,* tandis que la partie concave ou comprimée est devenue *négative.* Le verre comprimé de l'expérience D produit un effet analogue.

F. *Verre vibrant.* — Ce verre, dans les parties nodales, se comporte comme un verre comprimé.

G. Les plaques de plusieurs substances, comme la corne, les gommes, les résines, la colle-forte, etc., donnent des couleurs comme les verres trempés.

(*A suivre.*)

NOTE SUR UN RHÉOTOME LIQUIDE A DIRECTION CONSTANTE, FONDÉ SUR UNE PROPRIÉTÉ NOUVELLE DE L'ALUMINIUM;

PAR M. E. DUCRETET,
Constructeur d'instruments de Physique.

Lorsque l'on place dans le circuit d'un courant électrique un récipient ou voltamètre contenant un liquide conducteur et deux lames métalliques, l'une d'aluminium A, l'autre de platine P, on constate :

1er *cas.* — Lorsque la lame P reçoit l'électrode positive d'une pile, et la lame A l'électrode négative, l'eau est décomposée; l'hydrogène se porte sur la lame négative A, l'oxygène sur la lame positive P, et le courant électrique de la pile traverse librement l'espace liquide qui sépare les deux lames métalliques.

2e *cas.* — Si l'on renverse le sens du courant, de telle sorte que l'électrode positive arrive en A et l'électrode négative en P, l'eau n'est plus décomposée, et le courant électrique ne passe plus que très-faiblement à travers l'espace liquide qui sépare les deux lames métalliques.

Dans le premier cas, une sonnerie électrique, placée dans le circuit, marchera très-violemment, et ne bougera pas dans le second cas. En remplaçant la sonnerie par un fil de fer fin, il sera fondu dans le premier cas et ne sera pas même chauffé dans le second cas : le fil de fer étant tenu entre les doigts, on ne sent aucune chaleur. Un galvanomètre accusera, dans le premier cas, une déviation de 22 degrés, et ne donnera que 2 degrés dans le second cas.

Cette résistance considérable au passage du courant électrique se produit instantanément; elle est constante et durable, quel que soit le nombre d'inversions du courant de la pile à travers ce voltamètre, que je nomme *rhéotome* liquide à direction constante.

Il est préférable d'employer le platine : d'autres métaux, en s'oxy-

dant, recouvrent la lame d'aluminium et nuisent à l'expérience. Cette résistance au passage du courant de la pile ne se produit pas en substituant à la lame d'aluminium une lame d'or, d'argent, de platine, de cuivre, de zinc, de magnésium, d'étain, de plomb, etc. Elle tend à se produire avec une lame de fer, mais l'effet n'a pas lieu tout de suite, et pas complétement; de plus, la surface du fer est modifiée, altérée, et dégage une mauvaise odeur : elle abandonne au liquide acide du sulfate de fer.

Quant à l'aluminium, sa surface ne paraît pas s'altérer, elle est préservée par une légère couche d'alumine, sous laquelle on retrouve le poli de la plaque. Cette couche d'alumine se produit immédiatement et persiste, malgré l'inversion du courant de la pile.

Cette nouvelle propriété de l'aluminium électrisé positivement est susceptible d'applications que la pratique pourra sanctionner. Voici une application intéressante que je signale. Tout appareil placé dans ce circuit ne fonctionne que si le sens du courant est convenable. Ce rhéotome sera donc, dans ce cas, un appareil de sûreté, s'il y avait importance à n'envoyer le courant que dans un sens déterminé. En accouplant deux rhéotomes liquides par les lames de nom contraire, ils permettront de produire des effets différents sur un même appareil électrique (tel qu'un télégraphe imprimeur) et, dans ce cas, avec un seul fil de ligne (retour par la terre). Cette application sera la même pour tout appareil télégraphique direct ou à relais. Il permettra la transmission simultanée dans deux directions opposées, avec un seul fil de ligne, et cela sans aviser le poste intermédiaire, qui habituellement doit changer la direction. L'emploi de ce rhéotome à la télégraphie ne nécessitera aucune modification aux appareils employés.

DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE DU PRINCIPE D'ARCHIMÈDE (1);

PAR M. BOUDRÉAUX.

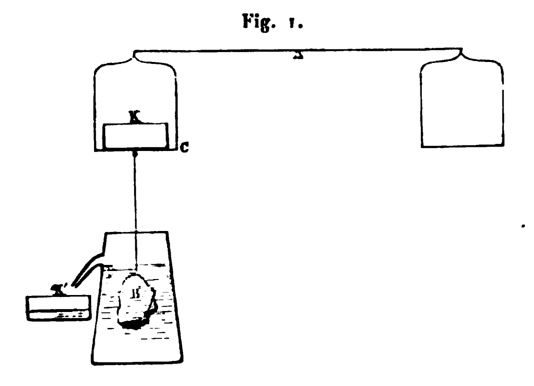
Chacun connaît les défauts de la méthode actuellement employée, dans les cours, pour démontrer expérimentalement le prin-

(1) Au mois d'août dernier, M. Luciani, professeur au collége d'Ajaccio, m'a envoyé une démonstration presque identique à celle qui va suivre. J'ai dû publier de préférence la Note de M. Boudréaux, puisque, grâce aux indications qu'il avait données, l'appareil était déjà depuis deux ans dans plusieurs cabinets de Physique. C. A.

cipe d'Archimède. Elle manque de généralité, puisqu'elle n'est applicable ni au cas des corps flottants, ni à celui où le corps plongé a une forme quelconque. Pourtant elle offre ce précieux avantage d'être simple, frappante et très-commode pour une exposition devant un nombreux auditoire. On peut, en la modifiant assez profondément, il est vrai, arriver à faire disparaître ses imperfections, en lui conservant tous ses avantages.

Pour cela, nous avons adopté la disposition suivante, qui permet de peser le liquide même que le corps immergé a déplacé, et de constater que son poids équivaut à la poussée. On place un vase de verre à tubulure, légèrement conique, comme l'indique la figure 1, au-dessous du plateau C de la balance hydrostatique, au-

Fig. 1.



quel a été accroché le corps B dont la forme est quelconque. On remplit le vase de liquide avant d'y introduire B; l'excès de liquide sort par la tubulure, et l'on attend que la dernière goutte soit tombée. Cela étant, on place sur le plateau C une capsule K, et l'on établit l'équilibre au moyen de grenaille placée dans l'autre plateau. On descend ensuite B dans le vase, en s'aidant de la crémaillère de la balance. De l'eau s'écoule par la tubulure; on la reçoit jusqu'à la dernière goutte dans une capsule K' exactement de même poids que la première; mais en même temps on voit le fléau s'incliner du côté de la tare, ce qui montre l'existence d'une poussée verticale. Si maintenant on vient à remplacer la capsule K par la capsule K' qui contient tout le liquide écoulé, on voit l'équilibre se rétablir complétement, ce qui vérifie le principe.

Il est important que le fléau n'oscille pas pendant l'opération,

car alors le liquide du vase A étant agité pourrait tomber en excès dans le récipient K'. On évitera cet accident en calant le fléau pendant l'écoulement du liquide.

Quand la balance employée est d'une très-grande sensibilité, on n'arrive pas toujours à rétablir l'équilibre. Cela tient à ce que l'opérateur n'est pas assez patient pour recueillir la dernière goutte dans le vase K'; aussi l'erreur absolue ne s'élève-t-elle pas à un poids supérieur à celui de cette goutte elle-même, c'est-à-dire environ 1 décigramme.

Quant à l'erreur relative, le mode d'expérimentation permet de la rendre aussi faible qu'on veut, en donnant au corps plongé un volume suffisamment grand, et au vase une ouverture étroite; ce qui justifie le choix de la forme conique adoptée pour le vase. Dans notre appareil le volume d'eau déplacée est de 60 grammes : donc l'erreur relative est $\frac{1}{600}$, résultat très-satisfaisant.

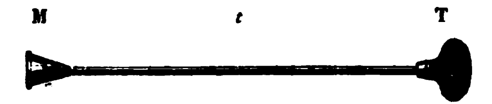
Construit sur mes indications, vers la fin de 1872, par M. Ducretet, cet appareil n'était pas connu en France à cette époque. A quelque temps de là j'ai trouvé dans l'ouvrage du Dr Frick un procédé analogue appliqué au cas des corps flottants. Le mode d'expérimentation relatif à ce dernier cas est facile à imaginer d'après ce qui précède. L'appareil peut encore être utilisé dans diverses questions d'hydrostatique, et en particulier dans le cas intéressant où l'on immerge un corps, dans un liquide, d'une partie quelconque de son volume. Le principe d'Archimède nous apprend qu'alors la poussée est encore égale au poids du volume de liquide déplacé. La vérification se fera comme précédemment, seulement on aura tracé à l'avance sur le corps B un trait auquel le liquide devra affleurer après l'immersion dans le vase A.

SUR UN ÉCRASEUR POUR LA DISSOLUTION DES SOLIDES;

PAR M. BERTHELOT.

Cet écraseur, qui m'a rendu de grands services dans l'étude de la dissolution des sels, se compose d'une molette conique de platine M ajustée à l'extrémité d'une longue et forte tige du même métal, la-

quelle s'enfonce à frottement, par son extrémité supérieure apointie, dans une tête de bois T, destinée à être tenue à la main. Le



poids total des pièces de platine est de 39 grammes, soit en eau $1^{gr},2$, quantité relativement très-petite par rapport aux masses (500 à 600 grammes d'eau) sur lesquelles j'opère.

N. SCHILLER. — Einige experimentelle Untersuchungen über elektrische Schwingungen (Recherches sur les oscillations électriques); *Annales de Poggendorff*, t. CLII, p. 535.

Lorsqu'on produit un courant d'induction dans une bobine dont les extrémités sont en relation avec les armatures d'un condensateur, ce courant peut s'éteindre soit en diminuant d'intensité sans changer de signe, soit, si son potentiel sur lui-même est assez grand, par une série d'oscillations, de sorte que son intensité est représentée en fonction du temps par une formule de la forme

$$I = I_0 e^{-kt} \sin \alpha t;$$

le temps $\frac{2\pi}{\alpha}$ peut s'appeler la période de l'oscillation. Dans ce cas, la charge du condensateur, ou la différence de potentiel de ses deux armatures, est représentée par des expressions de même forme. Pour déterminer le temps $\frac{2\pi}{\alpha}$ expérimentalement, il suffit de mesurer l'intervalle de temps qui sépare deux instants où la charge du condensateur (mesurée par un électromètre) est nulle.

L'auteur s'est servi, dans ce but, de l'interrupteur d'Helmholtz [1]; celui-ci consiste essentiellement en un lourd pendule qui tombe toujours de la même hauteur. Vers le bas de sa course, il rencontre deux taquets dont on peut faire varier la distance au moyen d'une vis micrométrique; lorsqu'il rencontre le premier, le circuit inducteur est brusquement ouvert, et le courant d'induction commence;

---

[1] Décrit dans les *Monatsberichte der Berl. Akademie*; 1871, 25 mai.

lorsqu'il rencontre le second, l'électromètre est séparé du condensateur et de la bobine induite. On règle comme on veut la distance des taquets, et l'on peut mesurer, par suite, la charge du condensateur, un temps quelconque après la naissance du courant induit. En faisant varier la distance progressivement, on peut saisir avec précision l'instant où la charge de l'électromètre est nulle. On peut aussi apprécier les maxima de charges tantôt positives, tantôt négatives, et calculer le coefficient d'amortissement k de la formule ci-dessus.

La théorie conduit à la formule approximative $\alpha^2 = \frac{1}{pC}$, p étant le potentiel de la bobine sur elle-même, et C la capacité totale des condensateurs-électromètres, etc., qui sont en relation avec elle. Cette formule se prête à de nombreuses vérifications, et en même temps à la détermination expérimentale du rapport des potentiels de deux bobines ou des capacités de deux condensateurs, et par suite des *coefficients diélectriques*, avec des charges presque instantanées.

Les coefficients ainsi mesurés ont été comparés à ceux déduits de la méthode plus directe de Siemens et ont été trouvés très-sensiblement plus petits, comme le montre le tableau suivant [1] :

Caoutchouc.	Paraffine (transparente).	Glace.
2,12	1,68	5,83
2,34	1,92	6,34

La détermination du coefficient k conduit à la détermination des résistances ; la valeur théorique de ce coefficient est, en effet,

$$\frac{1}{2}\left(\frac{R}{p} + \frac{\gamma}{C}\right),$$

en désignant par R la résistance de la bobine et par γ la conductibilité totale des isolateurs (aussi bien entre les fils de la bobine qu'entre les armatures du condensateur). Cette méthode paraît, du reste, bien inférieure aux méthodes directes, car, pour la même plaque de verre, l'auteur trouve des résistances de $9{,}82 \times 10^7$ à $7{,}52 \times 10^7$ *ohm* par mètre cube. La méthode a même été impuis-

(1) Cf. BOLTZMANN, tome III de ce Journal; décembre 1874.

sante à mettre en évidence la conductibilité du caoutchouc et de la paraffine.

Enfin on a observé que, lorsque l'induction, au lieu de s'exercer dans l'air, s'exerçait à travers du soufre, la durée des oscillations n'était pas changée, du moins à $\frac{1}{1000}$ près. On n'a pu constater non plus le moindre retard dans la naissance du courant induit dans ce cas, contrairement aux indications de M. Blaserna. MM. Bernstein et Helmholtz étaient déjà arrivés à ce résultat.

A. Potier.

J. NORMAN LOCKYER. — On the evidence of variation in molecular structure (Sur la preuve d'une variation dans la structure moléculaire); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXII, p. 372; 1874.

Dans une autre Note, l'auteur a montré qu'on obtient des effets spectraux différents en employant différents degrés de force de dissociation. Dans la Note présente, il se propose de donner une idée préliminaire de quelques recherches qui l'ont conduit à cette conclusion que, si l'on part d'une molécule de matière élémentaire, une telle molécule se divise continuellement à mesure que la température s'élève (en comprenant dans ce terme l'action de l'électricité).

La preuve sur laquelle il s'appuie est fournie par le spectroscope dans la région du spectre visible.

Pour commencer par les cas extrêmes, tous les solides donnent un spectre continu; toutes les vapeurs produites par l'étincelle à haute tension donnent des spectres linéaires. On sait de plus que le spectre continu peut être observé, et il l'est en effet, dans le cas de composés chimiques; mais, attendu que tous les composés connus comme tels sont réduits par l'étincelle à haute tension en leurs éléments constituants, nous sommes donc en droit d'admettre qu'un élément à l'état solide possède une molécule plus complexe qu'à l'état de vapeur, puisque son spectre est le même que celui d'une molécule que nous savons être plus complexe.

Le spectroscope offre des degrés intermédiaires entre ces deux extrêmes.

Les spectres varient quand nous passons du courant induit avec

emploi de la bouteille de Leyde soit à l'étincelle obtenue sans cette dernière, ou à l'arc voltaïque, ou bien encore à la plus haute température produite par la combustion. Ce changement a toujours lieu dans le même sens, et, dans ces derniers cas, le spectre que nous obtenons à l'aide d'éléments à l'état de vapeur, spectre caractérisé par des espaces et des bandes, est semblable à celui que nous fournissent des vapeurs dont la nature composée n'est pas douteuse.

Aux températures élevées produites par la combustion, les vapeurs de quelques corps simples (qui ne nous donnent ni spectres linéaires ni spectres à espaces cannelés, quoiqu'elles donnent des spectres linéaires par l'action de l'électricité) nous fournissent un spectre continu à l'extrémité la plus réfrangible, l'extrémité la moins réfrangible n'étant pas affectée.

Aux températures ordinaires, dans quelques cas, comme avec le sélénium, l'extrémité la plus réfrangible est absorbée; avec d'autres corps ce spectre continu dans le bleu est accompagné d'un spectre continu dans le rouge.

Sous l'action de la chaleur, ce spectre disparaît dans le rouge, tandis que dans le bleu il persiste; et de plus, comme Faraday l'a montré dans ses recherches sur une feuille d'or, les substances qui absorbent dans le bleu peuvent être séparées de celles qui absorbent dans le rouge. On sait parfaitement que certaines substances composées en dissolution nous donnent une absorption dans le bleu ou dans le bleu et le rouge, et aussi que l'addition d'une substance composée, telle que l'eau, à d'autres substances composées qui absorbent le bleu, y ajoutent une absorption dans le rouge.

L'auteur est convaincu que les gaz simples, dans les conditions ordinaires de température et de pression, ont une absorption dans l'ultra-violet, et que les vapeurs très-composées sont souvent incolores, à cause de leur absorption dans l'ultra-rouge, avec ou sans absorption dans l'ultra-violet.

Si nous admettons, conformément à ce qui vient d'être établi, que les différents spectres dont nous avons parlé sont dus en réalité à des agrégations moléculaires différentes, nous aurons la série suivante, en allant du plus simple au plus complexe :

1er *degré de complexité d'une molécule.* — Spectre linéaire.

2e *degré.* — Spectre à espaces cannelés.

3e *degre*. — Absorption continue à l'extrémité bleue, n'atteignant pas l'extrémité la moins réfrangible (cette absorption peut se diviser en espaces cannelés).

4e *degré*. — Absorption continue à l'extrémité rouge n'atteignant pas l'extrémité la plus réfrangible (cette absorption peut se diviser en espaces cannelés).

5e *degré*. — Absorption continue et unique.

L'auteur, dans la présente Note, donne quelques exemples du passage d'un spectre d'un degré à l'autre, en commençant par le cinquième degré.

De 5 *à* 4. — L'absorption des vapeurs du potassium dans le tube de fer chauffé au rouge est d'abord continue; si l'action de la chaleur augmente, ce spectre continu se brise en son milieu : une partie se retire vers le bleu et l'autre vers le rouge.

De 4 *à* 3. — Les recherches de Faraday sur la feuille d'or l'ont très-bien mis en lumière; mais je considère mon explication de ce phénomène par des molécules de deux degrés de complexité comme suffisante, sans avoir besoin de recourir à sa conclusion : qu'il existe des molécules de grosseur et de proportions différentes.

De 3 *à* 2. — La vapeur de soufre nous offre d'abord un spectre continu à l'extrémité bleue; en chauffant, il se divise en un spectre à espaces cannelés.

De 2 *à* 1. — Dans beaucoup de métalloïdes les spectres, sans la bouteille de Leyde, sont cannelés; en introduisant la bouteille dans le circuit on obtient un spectre linéaire, tandis que la vapeur extérieure plus froide donne un spectre d'absorption cannelé.

Les nouveaux spectres du potassium et du sodium se changent en spectres linéaires, avec des lignes larges qui s'amincissent ensuite lorsque l'action de la chaleur est continue.

E. Bertholomey.

Ch. HORNER. — A note on the behaviour of certain fluorescent bodies in castor-oil (Note sur la manifestation de la fluorescence de certains corps dans l'huile de ricin); *Philosophical Magazine*, t. XLVIII, p. 165.

L'auteur a reconnu que plusieurs matières colorantes extraites de bois de teinture, tels que le campêche, le safran des Indes, etc.,

qui ne sont pas fluorescentes dans l'eau, les solutions d'alcali et d'alun et dans l'alcool, deviennent fluorescentes dans l'huile de ricin.

Pour obtenir les solutions limpides, on traite les matières par l'alcool bouillant, on filtre, on évapore à sec, puis on chauffe avec l'huile de ricin. Si l'on porte la température jusqu'à la décomposition de l'huile, la fluorescence disparaît, mais elle reparaît pendant le refroidissement.

D. Gernez.

O. LUBARSCH. — Ueber Fluorescenz (Sur la fluorescence); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 420; 1874.

L'objet principal de ce Mémoire est la vérification expérimentale de la loi de Stokes, récemment attaquée par plusieurs physiciens, entres autres par M. Lommel ([1]). On sait que, d'après cette loi, *la réfrangibilité de la lumière émise par fluorescence est au plus égale à celle des rayons excitateurs*. Le débat ne peut être tranché que par des mesures précises effectuées comparativement sur ces deux espèces de lumière. Voici comment l'auteur procède pour les obtenir.

La solution fluorescente, très-peu concentrée, est contenue dans une auge plate verticale, de 2 millimètres d'épaisseur, fermée en avant et en arrière par des plaques de verre très-minces : la plaque antérieure est divisée en deux par un trait horizontal; la moitié supérieure est dépolie, l'inférieure transparente. On remplit l'auge jusqu'au trait, et on l'éclaire par derrière au moyen d'une fente verticale, qui livre passage à une portion déterminée d'un spectre très-pur. Un petit spectroscope à vision directe placé en avant permet d'observer à la fois le spectre de la lumière incidente sur le verre dépoli, et le spectre de la lumière transmise par le liquide. Ces deux spectres, issus de la même fente, sont superposés dans le champ du spectroscope, et les mesures effectuées sont parfaitement comparables. Elles sont rapportées à l'échelle de Bunsen ([2]).

([1]) Lommel, *Annales de Poggendorff*, t. CXVII, p. 642, et CXLIII, p. 26.

([2]) Il est fâcheux que l'auteur n'indique pas le rapport de cette échelle à l'échelle plus connue de Kirchhoff. Le milieu entre E et H_1, représenté par 2653 dans l'échelle de Kirchhoff, est pris dans celle-ci égal à 117, c'est-à-dire que tous les nombres se trouvent multipliés par le rapport de la ligne au centimètre.

On pourrait craindre que l'absorption exercée par le liquide sur les rayons qui le traversent eût pour effet de modifier la nature de la lumière fluorescente. L'auteur a constaté avec surprise sur un grand nombre de liquides que le spectre de la lumière fluorescente ne contient jamais de rayons plus réfrangibles que ceux qui correspondent au maximum d'absorption du liquide, et par suite l'absorption exercée par une couche de 2 millimètres d'épaisseur d'un liquide peu concentré ne peut modifier les limites du spectre fluorescent. Le tableau suivant établit de la façon la plus nette le fait nouveau découvert par M. Lubarsch :

SUBSTANCE FLUORESCENTE.	MAXIMUM d'absorption. (Échelle de Bunsen.)	LIMITE SUPÉRIEURE du spectre fluorescent. (Échelle de Bunsen.)
Fluorescéine (résorcine phtaléine)	85,5	86
Diazorésorufine	56	56
Purpurine dans l'alun	65	65
Id. dans l'éther	73,5	73
Brésiline ozonisée	65	66
Fleur de safran dans l'éther	70,5	70
Rouge de naphtaline (magdala)	56	57
Noir de fumée dans l'essence de térébenthine	119	120
Id. dans le sulfure de carbone	112	113
Vert d'urane	85	85

On pourrait même, d'après l'auteur, fixer indirectement la position exacte du maximum d'absorption, dans les cas où sa détermination directe présente trop de difficulté, en déterminant la limite supérieure du spectre fluorescent de la substance étudiée.

Quant à l'objet principal du Mémoire, l'auteur établit que, *tant que les rayons excitateurs sont moins réfrangibles que ceux qui correspondent au maximum d'absorption de la substance, la limite supérieure du spectre fluorescent coïncide avec la limite supérieure de la lumière incidente,* conformément à la loi de Stokes. Dans le cas contraire, *la lumière supérieure du spectre fluorescent n'atteint pas la limite du spectre incident, mais coïncide avec le maximum d'absorption.* La loi de Stokes n'est donc jamais en défaut.

E. BOUTY.

IL NUOVO CIMENTO.

TOME XI ; 1874.

ROSSETTI. — Sur l'inversion des courants dans les deux électromoteurs de Holtz et dans l'électromoteur double de Poggendorff, p. 5-27.

Non content d'étudier l'inversion dans ces trois appareils, l'auteur en a encore fait varier la disposition, en prenant des armatures plus ou moins larges, en mettant ou supprimant le conducteur diamétral. On a dans chaque cas des résultats différents, de l'ensemble desquels ressort l'utilité du conducteur diamétral.

E. BERNARDI. — Moyen d'utiliser la chaleur ambiante pour produire un petit travail, p. 27-34.

Une espèce de bouillant de Franklin, dont les deux boules égales, remplies d'éther et recouvertes d'un fin tissu, peuvent être immergées alternativement dans l'eau, tourne autour d'un axe à angle droit sur le tube de communication. L'évaporation appelle dans la boule placée hors de l'eau l'éther qui remplit l'autre, et il se produit ainsi un mouvement de bascule continu que l'on peut utiliser.

ANTONIO ROITI. — De l'action électromotrice des solénoïdes neutres, p. 35-56.

L'auteur s'est proposé d'étudier de près le fait découvert par M. Felici, qu'un solénoïde fermé, lorsqu'on ouvre ou qu'on ferme le circuit, exerce une action électromotrice sur un circuit fermé avec lequel il est réuni à la façon de deux anneaux d'une chaîne. Il montre, par le raisonnement et l'expérience, que ce fait rentre dans les conséquences de la théorie de Neumann sur l'induction, et est encore une conséquence des lois expérimentales découvertes par M. Felici. De cette étude résulte le fait intéressant que les courants induits dans un solénoïde fermé sont une expression physique du module de périodicité que l'on rencontre en Analyse, dans l'étude des fonctions polydromes. DUCLAUX.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIX. — Février 1875.

E. BOUTY. — *Étude sur le magnétisme*, p. 81.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Théorie mathématique de l'orgue de M. Baillie Hamilton*, p. 98.

W. Marshall Watts. — *Carbone et hydrocarbures observés avec le spectroscope*, p. 104.

Attfield. — *Note sur le spectre du carbone*, p. 106.

Louis Schwendler. — *Théorie générale du télégraphe à double transmission*, p. 108.

Orazio Silvestri. — *Éruption de l'Etna*, p. 126.

John-C. Draper. — *Projection des raies de Fraunhofer, produites par des réseaux ou par un prisme*, p. 142.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIII. — N° 12. — Année 1874.

A. Winkelmann. — *Conductibilité des liquides par la chaleur*, p. 481.

A. Neesen. — *Sur la torsion résiduelle*, p. 498.

L. Boltzmann. — *Recherches expérimentales sur les corps mauvais conducteurs soumis à l'influence des forces électriques*, p. 525.

P. Riess. — *Du jeu de la machine électrique et sur la double influence*, p. 534.

H. Helmholtz. — *Examen critique sur l'électrodynamique*, p. 545.

F. Braun. — *Conductibilité des sulfures métalliques pour l'électricité*, p. 556.

Krebs. — *Réflexion de la lumière à la première et à la seconde surface d'une lentille*, p. 563.

K.-L. Bauer. — *Lieu apparent d'un point lumineux, observé dans un milieu réfringent et à travers une lame à faces parallèles*, p. 572.

H. Krüss. — *Sur un nouvel oculaire*, p. 601.

G. Wiedemann. — *Dissociation des sels hydratés. Remarques complémentaires*, p. 610.

E. Edlund. — *Remarques relatives à la théorie de l'électricité*, p. 612.

F. Lippich. — *Remarque sur une expérience d'électrodynamique, faite par F. Zöllner*, p. 616.

O.-E. Meyer. — *Remarques sur le Mémoire de M. G. Baumgartner, relatif à l'influence de la température sur la vitesse d'écoulement de l'eau par des tubes*, p. 619.

H. Baumhauer. — *Remarque sur le Mémoire du Dr T. Exner, relatif aux figures obtenues sur les surfaces des cristaux en dissolution*, p. 621.

J. Wiesener. — *Rayons lumineux qui décomposent la chlorophylle des plantes*, p. 622.

A. Gawalowski. — *Soupape à mercure automotrice*, p. 624.

A. Gawalowski. — *Pile de Bunsen, qui s'emplit et se vide d'elle-même*, p. 626.

EXPOSÉ DES RECHERCHES ENTREPRISES SUR LA THERMODIFFUSION;

Par M. J. VIOLLE.

I. — Lagrange, dans sa *Mécanique analytique* (¹), établit que l'équilibre d'une masse gazeuse n'est possible qu'à la condition que la température θ de la masse en chaque point soit une fonction de Π, la fonction des forces, laquelle existe toujours, comme l'on sait, dans le cas de la nature, et est définie analytiquement par la relation $X dx + Y dy + Z dz = d\Pi$. En partant de ce résultat, M. Neumann (²), dans une étude préliminaire sur les causes des courants thermo-électriques, est arrivé à cette conclusion que, si une portion limitée d'un gaz renfermé dans un tube indéfini se trouve à un autre état de densité que le reste du gaz, toute différence de température artificiellement maintenue entre les deux extrémités de la portion considérée doit engendrer un mouvement continu dans la colonne gazeuse tout entière, le sens de ce mouvement étant parfaitement déterminé dans chaque cas, savoir de la face froide à la face chaude à travers la portion considérée, si le gaz a dans cette portion une densité plus considérable que dans le reste du tube.

Cette proposition théoriquement déduite de l'incompatibilité de l'existence d'une fonction des forces avec les conditions d'équilibre d'un gaz obéissant aux lois de Mariotte et de Charles, M. Feddersen (³) a cherché à la vérifier expérimentalement : j'ai rendu compte dans ce journal (⁴) des tentatives de vérification entreprises par M. Feddersen ; mais ces efforts n'ont pas été pleinement récompensés par le succès. Si effectivement le sens du phénomène observé a toujours été celui qui est prévu par la théorie, l'effet produit a été très-faible et toute mesure précise impossible.

En regard de ces expériences, il faut placer celles de M. Dufour (⁵)

(¹) Lagrange, *Mécanique analytique*, t. I, p. 204, Paris, 1853.

(²) Carl Neumann, *Vorläufige Conjectur über die Ursache der thermoelektrischen Ströme*. (*Berichte d. kön. Sächs. Gesells. d. Wissensch.*, Leipzig, 1872, p. 49.)

(³) W. Feddersen, *Ueber Thermodiffusion von Gasen*. (*Pogg. Ann.*, 1873, t. CXLVIII, p. 302.)

(⁴) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 343.

(⁵) L. Dufour, *Sur une variation de température qui accompagne la diffusion des gaz à travers une cloison de terre poreuse*. (*Archives de Genève*, 1874, t. XLIX, p. 103.)

qui n'étaient pas encore publiées à l'époque où j'analysai les recherches de M. Feddersen, et qui n'étaient alors connues que par une communication sommaire de l'auteur à la Société helvétique des Sciences naturelles ([1]). M. Feddersen avait reconnu que, si l'on maintient à des températures différentes les deux faces extrêmes d'un diaphragme poreux, installé dans un tube et renfermant condensé dans ses pores le gaz dont le reste du tube est rempli, il se produit dans la masse gazeuse entière un courant dirigé dans le sens de la face froide à la face chaude du diaphragme. M. Dufour établit que, réciproquement, dans la diffusion d'un gaz à travers une paroi poreuse, il y a élévation de température du côté de la diffusion entrante et abaissement de température du côté où le gaz diffusant ressort de la paroi; de sorte que, si nous prenons deux gaz différents, l'hydrogène et l'air par exemple, traversant en sens inverse une paroi poreuse avec des vitesses différentes, l'effet dû au gaz qui diffuse le plus devant nécessairement l'emporter, il y aura abaissement de température à la face de sortie de l'hydrogène, et élévation de température à la sortie de l'air. La diffusion s'opérait dans les expériences de M. Dufour entre deux gaz séparés par la paroi poreuse d'un vase de pile contenant un thermomètre. Les variations de température les plus considérables accusées par ce thermomètre ont précisément été observées dans le cas de la diffusion entre l'hydrogène et l'air : elles ont été au maximum $+ 0°,37$, l'hydrogène étant à l'intérieur du vase poreux et l'air à l'extérieur, et $- 0°,48$, l'hydrogène étant à l'extérieur. Les variations observées ont donc toujours été très-petites, mais la faible masse de gaz employée ne permettait guère de les espérer plus considérables. Ces variations sont d'ailleurs, quant à leur sens, tout à fait d'accord avec l'idée que l'on se fait habituellement de l'action d'une paroi poreuse, laquelle condenserait le gaz sur la face par où il pénètre dans la paroi et le maintiendrait ainsi condensé jusqu'à l'autre face par laquelle il sortirait en se dilatant; il y aurait donc échauffement à l'entrée et refroidissement à la sortie. Observons en outre, comme le remarque M. Feddersen, qu'entre ces expériences et celles de M. Dufour il y a une sorte de réciprocité tout à fait semblable à

([1]) *Compte rendu de la réunion de la Société helvétique des Sciences naturelles à Fribourg*, en août 1872. (*Archives de Genève*, 1872, t. XLV, p. 11.)

cette réciprocité déjà connue entre la chaleur et l'électricité, qui se manifeste dans les courants thermo-électriques et dans le réchauffement des soudures de Peltier. Les variations de température observées par M. Dufour seraient analogues à ce dernier phénomène, et la diffusion observée par M. Feddersen, diffusion due à une différence de température et se produisant dans un sens tel que cette différence tend, d'après la loi indiquée par M. Dufour, à devenir plus faible par le fait même de son existence, cette diffusion serait l'analogue des courants thermo-électriques, et pourrait très-exactement être appelée *thermodiffusion*, comme le propose M. Feddersen.

II. — Les variations de température qui accompagnent la diffusion des gaz étant, dans tous les cas, très-faibles, ainsi que nous l'avons vu plus haut, les moindres causes d'erreur devaient être scrupuleusement écartées. C'est en cherchant à évaluer l'influence de l'une de ces causes d'erreur, la présence de la vapeur d'eau dans les gaz soumis à l'expérience, que M. Dufour a été amené à l'étude d'un autre phénomène d'un grand intérêt, la diffusion entre deux masses d'air à des états hygrométriques différents (1). Les longues et minutieuses recherches de M. Dufour sur ce sujet (2) le conduisirent à affirmer l'existence d'une diffusion gazeuse entre l'air sec et l'air humide ; mais cette diffusion dans le sens qu'il lui assigne, c'est-à-dire *avec prédominance du courant gazeux de l'air le plus sec à l'air le plus humide* serait en contradiction formelle avec les lois de Graham. Je suis donc porté à croire que, dans ses expériences, M. Dufour n'a pas eu affaire réellement à la diffusion entre deux masses d'air inégalement humides (3), mais bien à un phénomène

(1) Le fait de la diffusion entre l'air sec et l'air humide, avec quelques-unes de ses conséquences, fut annoncé par M. Dufour à la réunion de Fribourg, en 1872, en même temps que ses expériences sur les variations de température accompagnant la diffusion des gaz. (*Archives de Genève*, 1872, t. XLV, p. 11.)

(2) L. Dufour, *Recherches sur la diffusion qui se produit entre l'air sec et l'air humide à travers une paroi de terre poreuse.* (*Archives de Genève*, 1874, t. XLIX, p. 316.)

(3) Cette diffusion existe cependant sans aucun doute, en ce sens que, entre deux masses d'air à des états hygrométriques différents, séparées par une cloison poreuse, l'équilibre hygrométrique tend à s'établir et finit toujours par se réaliser. « Si, dit M. Dufour, on place dans un vase poreux bien fermé un corps mouillé et qu'on abandonne le vase à l'air libre, le corps mouillé est parfaitement sec au bout de quel-

d'un tout autre ordre, phénomène découvert par M. Merget ([1]), et appelé par lui, un peu à tort, *thermodiffusion*, du nom même employé auparavant par M. Feddersen pour désigner un fait, en apparence du moins, complétement différent.

M. Merget formule comme il suit la loi essentielle de ce nouveau phénomène : Dans tout corps poreux ou pulvérulent humide, le mouvement de sortie de l'eau d'imbibition, à l'état de vapeur, s'accompagne obligatoirement d'un mouvement inverse de rentrée du gaz ambiant, lequel pénètre à l'intérieur du corps, sous pression, par tous les pores de la surface évaporatoire.

Tous les liquides volatils agissent comme l'eau, et d'autant mieux qu'ils sont plus volatils.

La nature du corps poreux est sans influence; il n'intervient que par les dimensions de ses pores.

L'appareil dont M. Merget ([2]) se sert pour établir ces faits consiste en un vase poreux de pile (*fig.* 1), mouillé, dans l'axe duquel il introduit

ques jours. Si le vase poreux est installé dans un cylindre sec et y est maintenu, cette dessiccation est plus rapide. Si un godet à demi rempli d'acide sulfurique est placé dans un vase poreux, puis que ce dernier, parfaitement clos, soit installé dans un cylindre humide, on trouve, au bout de peu de temps déjà, que l'acide sulfurique a augmenté de poids et s'est étendu d'eau en absorbant de la vapeur aqueuse. » Tous ces faits, et bien d'autres analogues que l'on pourrait citer, prouvent donc incontestablement que la vapeur d'eau traverse une paroi poreuse; mais les lois numériques de ce passage sont encore inconnues : notre ignorance complète à cet égard n'est que trop établie par l'échec de M. Dufour, relativement à la création d'un nouvel hygromètre, basé sur la diffusion entre deux masses d'air inégalement humides. Et, cependant, ce but était poursuivi par M. Dufour avec une ardeur que comprendront tous ceux qui ont eu à faire des déterminations hygrométriques, surtout des déterminations hygrométriques en plein air : ils penseront certainement, comme je ne crains pas de l'affirmer après plusieurs années d'escalades dans les Alpes, qu'il n'existe pas actuellement d'instrument transportable permettant de mesurer exactement l'état hygrométrique de l'air à un instant donné. C'est sans doute sous l'empire de cette conviction que le savant professeur de Lausanne s'efforçait de doter la science d'un véritable hygromètre; et, s'il n'a pas pu y réussir, ce n'est certes pas faute d'avoir retourné sous toutes ses faces cette difficile question de la diffusion entre deux masses d'air inégalement humides, de l'avoir reprise sous vingt formes différentes avec une ingénieuse patience que la lecture du Mémoire peut seule mettre à même d'apprécier.

([1]) A. Merget, *Sur des phénomènes de thermodiffusion gazeuse qui se produisent dans les feuilles, et sur les mouvements circulatoires qui en résultent dans l'acte de la respiration chlorophyllienne.* (*Comptes rendus*, t. LXXVII, p. 1468; 1873.)

([2]) A. Merget, *Sur la reproduction artificielle des phénomènes de thermodiffusion gazeuse des feuilles par les corps poreux et pulvérulents humides.* (*Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 884; 1874.)

un tube de verre *ab*, ou mieux un tube métallique percé de petits trous en la portion intérieure *ac* de sa paroi; autour de *ac* est tassée une substance pulvérulente quelconque, puis le tube est scellé en *c* avec



un peu de plâtre gâché. On peut même, dans bien des cas, se contenter d'un vase poreux fermé par un simple bouchon de liége qûe traverse le tube *ab* (*fig.* 2). Enfin une vulgaire pipe de terre, dont on a bourré le fourneau avec de la poudre de terre de pipe, constitue un appareil souvent fort commode pour ce genre de recherches, le tuyau de la pipe servant de tube de dégagement.

Si l'on met l'un de ces appareils bien imbibé d'eau dans une étuve à air, dans la flamme d'un bec de gaz ou d'une lampe à alcool, ou bien au-dessus d'un feu clair, il perd, par évaporation superficielle, toute son eau d'imbibition, et, en même temps, l'air du dehors afflue à l'intérieur, *sous pression,* par tous les pores de la surface.

La pression intérieure, accusée par un manomètre en relation avec *ab*, croît régulièrement avec la température; et, en employant un appareil de très-petit modèle (12 centimètres de haut sur 4 centimètres de large), porté au rouge sombre, on la voit s'élever en peu de temps jusqu'à 3 atmosphères.

Quand on fait de *ab* un tube abducteur, l'échauffement de l'appareil détermine, par l'extrémité *b*, une sortie abondante de bulles gazeuses, et le gaz recueilli est toujours celui du milieu environnant, c'est-à-dire, dans les conditions ordinaires, de l'air atmosphérique pur. Le volume de gaz qui se dégage par *b* est en relation avec la quantité d'eau d'imbibition possédée par le corps poreux; il peut atteindre jusqu'à 30 ou 40 fois le volume de l'appareil.

En présence de ces faits, les expériences de M. Dufour me paraissent pouvoir s'expliquer d'une manière assez probable par cette circonstance que les vases dont il s'est servi avaient longtemps trempé dans l'eau, puis avaient été soigneusement lavés [1], de sorte

[1] Mémoire complet de M. Dufour, dans le *Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles*, n° 72, t. XIII, p. 2.

que l'eau d'imbibition, s'évaporant légèrement du côté de l'air le plus sec, devait déterminer, de la part de celui-ci, un mouvement en sens contraire; ce mouvement ne pouvait d'ailleurs être que très-faible relativement à ceux qu'obtient M. Merget avec ses appareils, où se produit une évaporation bien autrement active. Et, en effet, tandis que M. Merget obtient des dégagements de 1 litre par minute et des pressions de plusieurs atmosphères, M. Dufour ne réalise, avec des appareils de mêmes dimensions, que des dégagements gazeux d'une bulle par trente-deux secondes et des pressions de quelques millimètres d'eau.

Que, d'autre part, dans les expériences de M. Merget, il y ait bien un fait nouveau, différent des phénomènes de l'échange gazeux par diffusion, c'est ce qui résulte nettement des expériences suivantes :

1° Un appareil Merget, que l'on a préalablement bien mouillé afin d'assurer la saturation de son atmosphère intérieure, est introduit dans un grand flacon de verre hermétiquement fermé par un bouchon que traverse le tube *ab*; une couche d'acide sulfurique concentré versée au fond du flacon établit la siccité parfaite de l'air dans lequel le corps poreux est plongé. En cet état, et tant que la température de l'appareil reste la même que celle de l'air ambiant, le tube abducteur *ab* ne donne qu'un dégagement nul ou insignifiant; mais dès qu'on soumet l'appareil au plus faible rayonnement calorifique, en le faisant, par exemple, passer de l'ombre au soleil, on le voit immédiatement entrer en activité, et, pour des échauffements ne dépassant pas une vingtaine de degrés, donner dix à douze bulles de gaz par minute, encore même que l'on n'ait exposé à la radiation solaire qu'une faible partie de la surface du corps poreux.

2° Conservant ce premier appareil ainsi disposé avec une atmosphère intérieure saturée et une atmosphère extérieure sèche, on en monte un deuxième dans des conditions exactement inverses : pour cela, on prend un vase poreux de pile bien mouillé, on le remplit de chaux vive fortement chauffée pour lui constituer une atmosphère intérieure sèche, on lui adapte rapidement son bouchon muni du tube abducteur *ab* et on l'expose au soleil, à l'air libre, en même temps que le premier vase poreux maintenu dans les conditions de l'expérience précédente. Dans ces deux états respectifs, qui,

d'après les vues de M. Dufour, devraient leur assurer des modes de fonctionnement inverses, les deux appareils se comportent à très-peu près identiquement de la même manière et donnent sensiblement le même nombre de bulles dans le même temps aux extrémités de leurs tubes de dégagement.

3° Le deuxième appareil, successivement employé avec de la chaux vive fortement chauffée ou avec une éponge mouillée, à l'intérieur, fournit des dégagements gazeux sensiblement égaux lorsqu'on l'expose dans les deux cas à un même rayonnement calorifique.

La rentrée de l'air dans les appareils de M. Merget est donc bien un phénomène spécial, complétement distinct de la diffusion gazeuse, bien qu'ayant aussi une origine thermodynamique évidente. Sans vouloir, en effet, tenter une explication théorique qui pourrait paraître prématurée, sans chercher si l'afflux de l'air est provoqué par le départ même de l'eau d'imbibition à l'état de vapeur, ou par la distribution particulière des températures que ce départ occasionne dans la masse du corps poreux [1], on peut remarquer que les faits découverts par M. Merget offrent un exemple très-net de la transformation directe de la chaleur en mouvement; car le gaz extérieur qui pénètre dans l'appareil s'y refroidit en le traversant, et c'est la force vive devenue ainsi disponible, par suite de la transformation du mouvement calorifique moléculaire, que l'on retrouve dans le mouvement de masse du gaz se dirigeant vers l'intérieur du corps poreux.

Ces faits jouent un rôle important dans certains phénomènes naturels.

Nos vêtements, les pierres de nos maisons, le sol, lorsqu'ils sont tant soit peu échauffés après humectation préalable, fonctionnent comme des appareils Merget, et cela avec une activité parfois surprenante.

Chez les animaux, le mouvement gazeux étudié par M. Merget intervient certainement dans la respiration pulmonaire et trachéenne, mais c'est chez les végétaux surtout que les phénomènes de cet ordre ont une importance capitale. Chez les végétaux aqua-

---

[1] Cette distribution des températures serait particulièrement intéressante à étudier, et l'on y trouverait sans doute le lien qui doit rattacher ces phénomènes à ceux observés par M. Feddersen.

tico-aériens, les feuilles possèdent, à ce point de vue, une activité considérable qui leur permet, dans quelques espèces (le *Nelumbium speciosum*, par exemple), de lancer, par leurs orifices stomatiques, jusqu'à $\frac{1}{2}$ litre d'air par minute à travers le réseau des grandes lacunes qui s'étend d'un bout à l'autre de la plante, entretenant ainsi dans ce système de canaux aérifères une circulation gazeuse bien autrement active que celle d'un grand nombre d'animaux.

Chez les végétaux aériens, le pouvoir d'action des feuilles est sensiblement moindre; mais aussi elles ne sont pas seules à le posséder, car les rameaux et les tiges le partagent avec elles et donnent accès, soit par les lenticelles, soit par les cicatrices des blessures de l'écorce, à l'air atmosphérique qui pénètre sous pression dans l'intérieur de l'organisme par toute la portion de la surface aérienne échauffée, pour se porter à travers les tissus vers les points relativement froids.

Je ne puis insister ici sur cette portion du travail de M. Merget, bien qu'il lui ait donné un développement considérable; ce que j'en ai dit suffira toutefois pour faire comprendre le rôle de ces phénomènes en Botanique, et montrera une fois de plus l'importance pour la Physiologie de tout progrès réel de la Physique.

DÉTERMINATION DE LA VITESSE DE LA LUMIÈRE ET DE LA PARALLAXE DU SOLEIL;

PAR M. A. CORNU.

J'ai déjà exposé divers perfectionnements relatifs à la méthode imaginée en 1849 par M. Fizeau, pour la détermination de la vitesse de la lumière (¹). Ces perfectionnements sont de deux sortes : l'un a trait à la méthode d'observation qui consiste à observer, non pas l'annulation complète de l'intensité de la lumière de retour, mais deux couples d'intensités égales de part et d'autre de l'extinction; l'autre est l'enregistrement électrique de la loi du mouvement de la roue dentée. Ces perfectionnements, expérimentés sur une distance modérée (10310 mètres entre l'École Polytechnique et le Mont-Valérien, $V = 298500^{km}$, erreur pro-

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. II, p. 172.

bable inférieure à un centième en valeur relative), ont entièrement réussi et ont permis d'affirmer que la méthode perfectionnée était capable de donner des résultats d'une grande précision, à la condition d'opérer sur une distance plus considérable et mieux déterminée, et d'employer des appareils plus puissants.

Les préparatifs de l'expédition pour l'observation du passage de Vénus ont ramené l'attention des astronomes sur l'utilité d'une détermination précise de la vitesse de la lumière; car cette vitesse, combinée avec certaines constantes astronomiques, permet de calculer la parallaxe du Soleil, dont l'observation directe exige de si pénibles voyages et le dévouement de tant d'astronomes.

Aussi, sur la proposition de M. Le Verrier, directeur de l'Observatoire de Paris, et de M. Fizeau, membre du Conseil, le Conseil de l'Observatoire décidait-il, au commencement de 1874, qu'une détermination de la vitesse de la lumière serait entreprise sans rien négliger de ce qui pourrait donner à l'opération toute la précision désirable. Le Conseil me fit l'honneur de me confier cette opération importante. Très-honoré et très-heureux de cette décision, j'aurais toutefois hésité à accepter une si grave responsabilité, si je n'avais été vivement encouragé par M. Fizeau, qui n'a cessé, pendant toute la durée de ce travail, de me prodiguer les conseils les plus bienveillants et les plus précieux.

Les recherches préliminaires furent assez longues : la première question à résoudre fut le choix des stations; M. d'Abbadie, dans sa belle propriété des Pyrénées, M. Stéphan, à l'Observatoire de Marseille, et M. Alluard, à l'Observatoire du Puy-de-Dôme, m'avaient gracieusement offert l'hospitalité pour installer mes appareils; j'ai été très-reconnaissant de ces offres obligeantes, mais la raison qui m'empêcha de les accepter fut la connaissance imparfaite de la distance des stations qu'on pouvait adopter. Cela m'eût entraîné à des opérations géodésiques très-délicates, très-pénibles, et dont les résultats n'auraient pas été acceptés sans réserve par les physiciens.

Je résolus donc de chercher aux environs de Paris, parmi les sommets des triangles des grandes opérations géodésiques exécutées au siècle dernier, deux points se prêtant à l'installation des appareils. Après avoir hésité longtemps entre diverses stations, je me décidai à adopter l'Observatoire et la tour de Montlhéry. En

effet, la valeur de la distance de ces deux points est à l'abri de toute discussion; leur position a été déterminée ou vérifiée par les observateurs les plus éminents : spécialement à l'occasion de grands travaux géodésiques et de la mesure de la vitesse du son entreprise au siècle dernier par l'Académie, lors des opérations de la méridienne, de la détermination du mètre, de la carte de France et de la nouvelle mesure de la vitesse du son exécutée par le Bureau des Longitudes. Ces deux stations sont donc en quelque sorte classiques et sont liées aux plus glorieux souvenirs de l'histoire de la science française.

D'après les indications trouvées dans la *Méridienne vérifiée* sur la situation des signaux géodésiques employés en 1740, par Cassini et la Caille, j'ai pu calculer la distance des points où sont installés mes appareils : elle est égale à 23910 mètres. J'ai contrôlé ce résultat en partant du nombre donné par Delambre (*Base du Système métrique*), pour la distance du Panthéon à un signal dont j'ai reconnu la position près de la tour de Montlhéry. A l'aide d'une petite triangulation, j'ai rattaché mes deux stations à cette base, et j'ai retrouvé le même nombre 23910 mètres pour leur distance.

L'expérience a été installée dans des conditions dignes de l'importance du problème à résoudre. La lunette d'émission n'a pas moins de $8^m,85$ de distance focale et $0^m,37$ d'ouverture. Le mécanisme de la roue dentée permet d'imprimer à celle-ci des vitesses dépassant 1600 tours par seconde; le chronographe et l'enregistreur électriques assurent la mesure du temps au millième de seconde. M. Bréguet, à qui la construction de ces mécanismes avait été confiée, a apporté à leur exécution le concours dévoué qu'il a toujours prêté à toutes les opérations auxquelles son nom est associé.

Tous ces appareils sont solidement établis sur la terrasse supérieure de l'Observatoire : une communication électrique, établissant la correspondance du chronographe avec les battements de la pendule de la salle méridienne, fixe l'unité de temps avec la plus grande précision. A la station opposée, sur le sommet de la tour de Montlhéry, il n'y a qu'un collimateur à réflexion dont l'objectif a $0^m,15$ d'ouverture et 2 mètres de distance focale; il est enveloppé par un gros tuyau de fonte, scellé à la muraille, pour le soustraire à la curiosité des visiteurs.

La description des appareils et de la méthode d'observation sera l'objet d'un Mémoire détaillé. Je rappellerai seulement le principe de la méthode optique : on envoie à travers la denture de la roue en mouvement un faisceau de lumière qui va se réfléchir à la station opposée. Le point lumineux qui en résulte au retour des rayons paraît fixe, malgré les interruptions du faisceau, grâce à la persistance des impressions de la rétine. L'expérience consiste à chercher la vitesse de la roue dentée qui éteint cette espèce d'*écho lumineux*, ou plutôt deux couples de vitesses qui sont à égale distance de celle qu'on vient de définir. L'extinction complète a lieu lorsque, dans le temps nécessaire à la lumière pour parcourir le double de la distance des stations, la roue a substitué le *plein* d'une dent à l'*intervalle* de deux dents qui livrait au départ le passage à la lumière ; de sorte que l'extinction d'ordre n correspond au passage de $2n - 1$ demi-dents durant ce court espace de temps. La loi du mouvement du mécanisme qui entraîne la roue dentée s'inscrit sur un cylindre enfumé, et l'observateur, par un signal électrique, enregistre le moment précis où la vitesse convenable est atteinte.

Les observations sont ainsi conservées sous forme de tracés que l'on peut ensuite déchiffrer à loisir.

Voici en quelques mots le mode d'enregistrement de ces signaux et leur signification. L'enregistreur est formé par un cylindre couvert de papier enfumé, qui tourne d'un mouvement sensiblement uniforme, grâce à un régulateur à ailettes, imaginé par M. Yvon Villarceau : il a 1 mètre de circonférence et fait un tour en cinquante secondes, de sorte que l'intervalle d'une seconde correspond à une longueur de 20 millimètres.

Les lignes de signaux qui se dessinent sur la surface sont au nombre de quatre, formant quatre hélices parallèles : ces signaux sont tracés par quatre électro-aimants groupés sur un chariot mobile entraîné par une vis. La première hélice comprend les signaux marquant les secondes ; la deuxième, ceux qui marquent les dixièmes de seconde ; la troisième, les signaux qui se forment tous les 40 ou tous les 400 tours de la roue dentée, et la quatrième les signaux de l'observateur correspondant à l'extinction ou à la réapparition de la lumière de retour. On a donc tous les éléments qui définissent la loi de la vitesse de la roue dentée : par un calcul d'interpolation, on

calcule aisément la vitesse du mécanisme au moment des signaux de l'observateur.

Le chronographe au dixième de seconde est d'une construction toute nouvelle : je le nomme *subdiviseur de la seconde*. Il est composé d'une lame vibrante, réglée à l'aide d'une masse mobile, de manière à faire ses oscillations en un dixième de seconde aussi exactement que possible. Son mouvement est alors rigoureusement réglé en même temps qu'entretenu par l'émission du courant électrique qui amène la seconde.

Les tracés graphiques sont relevés avec un microscope d'une construction également nouvelle, qui permet, à l'aide d'un grossissement variable et d'une échelle divisée, de subdiviser en cent parties l'intervalle du dixième de seconde sans fatigue pour l'observateur : on a donc ainsi la loi du mouvement de la roue dentée, mesurée au millième de seconde ; comme le temps nécessaire à fixer les éléments de ce mouvement est de trois ou quatre secondes, l'erreur relative sur la vitesse calculée est excessivement petite.

Voici le résumé des résultats déduits de 504 expériences que j'ai cherché à varier par la diversité des roues, le nombre et la forme des dents, ainsi que par la grandeur et le sens de la rotation. Ces résultats représentent la vitesse de la lumière dans l'air, exprimée en kilomètres par seconde de temps moyen : ils sont rangés suivant l'ordre n de l'extinction qui les a déterminés ; le nombre qui les accompagne représente leur *poids relatif*, à savoir : le produit du nombre d'observations par le facteur $2n - 1$.

	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$	$n=8$	$n=9$	$n=10$	$n=11$	$n=12$
V...........	300 130	300 530	300 750	300 820	299 940	300 550	300 640	300 350	300 500
$k\times(2n-1)$..	15×7	33×9	20×11	10×13	7×15	94×17	69×19	72×21	3×23

	$n=13$	$n=14$	$n=15$	$n=16$	$n=17$	$n=18$	$n=19$	$n=20$	$n=21$
V...........	300 340	300 350	300 290	300 620	300 000	300 150	299 550	»	300 060
$k\times(2n-1)$..	4×25	9×27	65×29	4×31	22×33	35×35	6×37	»	36×41

La concordance de ces nombres est aussi grande qu'on peut le désirer dans des expériences aussi difficiles et que les moindres ondulations des couches atmosphériques peuvent empêcher ; il est vrai que j'ai toujours attendu, ce qui a beaucoup exercé ma patience, une pureté et un calme exceptionnels dans l'atmosphère pour faire ces mesures ; mais, grâce à cette précaution, les séries ont toujours

été très-régulières. Il est nécessaire d'ajouter que, dans aucun cas, les troubles atmosphériques ne peuvent être la cause d'erreurs systématiques, car leur arrivée est entièrement fortuite, et sur la moyenne d'un grand nombre d'observations leur influence est nulle.

Ces expériences ont été faites de nuit à l'aide de la lumière Drummond, à l'exception de la série du quinzième ordre qui, par une circonstance météorologique exceptionnellement favorable, a pu être exécutée de jour avec la lumière du Soleil. Malgré la différence de nature dans la source lumineuse, le résultat ne diffère pas du résultat moyen.

La moyenne de toutes ces valeurs, en ayant égard au *poids* de chaque groupe, est égale à 300330, qui, multipliée par l'indice de réfraction moyen de l'air 1,0003, donne comme résultat définitif la vitesse de la lumière dans le vide, $V = 300400^{km}$ par seconde de temps moyen, avec une erreur probable inférieure à 1 millième en valeur relative.

Ce résultat conduit à des conséquences importantes pour l'astronome.

La parallaxe solaire s'en déduit de deux manières différentes :

1° *D'après l'équation de la lumière.* — C'est ainsi qu'on désignait au siècle dernier le temps θ que met la lumière du Soleil à parcourir le rayon moyen R de l'orbite terrestre. La discussion de plus de mille éclipses des satellites de Jupiter a donné à Delambre $\theta = 473,2$ secondes moyennes. En appelant ε la parallaxe du Soleil et ρ le rayon équatorial de la Terre ($\rho = 6378^{km},233$), on a évidemment $R = V\theta$, $\rho = R \tan r$, d'où $\tan \varepsilon = \frac{\rho}{V\theta}$ et $\varepsilon = 8'',878$.

2° *D'après l'aberration de la lumière.* — Bradley, qui a découvert ce phénomène, a trouvé, pour la demi-élongation annuelle α d'une étoile idéale située au pôle de l'écliptique (élongation due à la composition de la vitesse moyenne u de la Terre dans son orbite avec la vitesse V de la lumière), la valeur $\alpha = 20'',25$. D'après W. Struve, ce nombre devrait être porté à $20'',445$. L'équation de condition s'écrit, en désignant par T la durée en secondes moyennes de l'année sidérale ($T = 365,26 \times 86400$),

$$\tan \alpha = \frac{u}{V} = \frac{2\pi R}{VT} = \frac{2\pi\rho}{VT \tan \varepsilon}, \quad \text{d'où} \quad \tan \varepsilon = \frac{2\pi\rho}{VT \tan \alpha}.$$

Par substitution de $\alpha = 20'',25$, on déduit $\varepsilon = 8'',881$; avec $20'',445$, on trouve $8'',797$. La concordance des deux méthodes est complète si l'on adopte le nombre de Bradley.

Je rappellerai que Foucault avait, par la méthode du miroir tournant, trouvé pour la vitesse de la lumière le nombre 298000 kilomètres, mais avec une approximation indéterminée, et qu'en combinant ce nombre avec la constante de Struve il concluait $8'',86$ pour la parallaxe solaire.

L'étude des perturbations planétaires conduit à une valeur de la parallaxe qui accroît encore l'intérêt de cette concordance. Je citerai spécialement l'étude approfondie des perturbations du mouvement de Vénus et de Mars, faite par M. Le Verrier, et qui l'a conduit aux nombres suivants : $\varepsilon = 8'',853$ par la considération des latitudes de Vénus aux instants des passages de 1761 et 1769; $\varepsilon = 8'',859$ par la discussion des observations méridiennes de Vénus, dans un intervalle de 106 ans; enfin $\varepsilon = 8'',866$, déduite de l'occultation de ψ du Verseau observée par Richer, Picard et Rœmer, le 1er octobre 1672; la moyenne de ces valeurs donne $8'',86$.

En résumé, on peut classer les méthodes qui servent en Astronomie à déterminer la parallaxe du Soleil en trois groupes :

1° Les *méthodes physiques* fondées sur l'observation d'un phénomène optique; elles comprennent l'observation des éclipses des satellites de Jupiter ou l'aberration des fixes combinées avec la valeur de la vitesse de la lumière, déduite sans l'intervention d'autres phénomènes astronomiques; le présent travail permet de mettre à profit les observations qui sont la base de la méthode : les résultats sont $\varepsilon = 8'',88$, $8'',88$, $8'',80$; moyenne $8'',85$.

2° Les *méthodes analytiques* qui s'appuient sur la comparaison des observations astronomiques avec les lois théoriques fondées sur le principe de la gravitation universelle : elles donnent, comme on vient de le voir, des valeurs voisines de $8'',66$.

3° Les *méthodes purement géométriques* sur les déplacements parallactiques des planètes voisines de la Terre : les oppositions de Mars ont fourni, en 1862, $\varepsilon = 8'',84$. Mais le passage de Vénus sur le Soleil est le phénomène où la méthode géométrique peut atteindre la plus grande précision.

On voit donc quel intérêt il y a pour l'Astronomie à déterminer la parallaxe du Soleil par trois méthodes indépendantes; j'espère

que les expériences que je viens de décrire successivement justifient par leur précision l'importance théorique de la méthode physique.

NOTICE SUR LA PROJECTION DES EXPÉRIENCES DE POLARISATION;

PAR M. BERTIN,
Maître de conférences à l'École Normale supérieure.

(FIN.)

SUPPLÉMENT AUX DEUX CHAPITRES PRÉCÉDENTS.

1° *Spectres cannelés.*

L'expérience des spectres cannelés, qui ne réussit bien qu'avec une lumière très-intense, comme celle du Soleil ou de la lampe électrique, se fait dans la lumière parallèle.

On enlève donc le focus F de la *fig.* 2, puis on met devant le diaphragme à trous une fente verticale.

On ajoute à la lentille L la lentille divergente qui allonge son foyer, et l'on enlève la lentille du Nicol, ou bien on la remplace par un prisme biréfringent, et l'on projette l'image de la fente sur le tableau; en un mot, on dispose l'appareil comme il a été dit dans la Note du chapitre précédent.

En dévissant la monture de l'analyseur, on voit qu'elle porte en dedans un tube court; on y introduit un petit prisme à vision directe, on remet la monture en place et l'on tourne le tube jusqu'à ce que l'arête du prisme soit parallèle à la fente. On voit alors sur le tableau un ou deux spectres, suivant qu'on analyse avec le Nicol ou avec le prisme biréfringent. On met l'analyseur au zéro, ce que l'on reconnaît à ce caractère, que le spectre extraordinaire est éteint.

Si ensuite on place devant la fente une lame cristallisée, dont la section principale soit à 45 degrés, on voit les spectres se séparer de bandes transversales noires qui sont d'autant plus serrées que la lame est plus épaisse.

On peut faire la même expérience avec un quartz perpendiculaire. S'il n'est pas trop épais, on voit naître dans le spectre une large bande noire qui s'avance vers le bleu, quand on tourne l'analyseur

dans le sens de la rotation du quartz (ce sens étant déterminé par un œil placé derrière le tableau).

Avec des quartz perpendiculaires plus épais, on peut avoir plusieurs bandes, et même le spectre tout à fait cannelé.

2° *Expérience de M. Desains.*

On peut aussi, avec l'appareil Duboscq, projeter l'expérience de M. Desains sur les deux nappes de la surface de l'onde du spath, en modifiant l'appareil de la *fig.* 2 de la manière suivante.

Dans le support qui est près de la source, on ne laissera que le diaphragme à trous, dont on choisira la plus grande ouverture. Dans la virole C, on introduira une bonnette qui porte un diaphragme circulaire avec trou central, et par derrière une petite lentille très-convergente. Il sort de ce diaphragme deux faisceaux de lumière, l'un cylindrique et l'autre formé par une nappe conique très-convergente.

Dans le support tourné vers le tableau, on ne laissera que la lentille L (*fig.* 2) et, en faisant glisser le support, on projettera l'image du diaphragme. On verra alors sur le tableau un grand anneau lumineux dont le centre sera marqué par un petit disque, image du trou central.

On a enlevé le support à pince P; on le remplacera par un support à tablette, sur lequel on placera devant le diaphragme un gros spath taillé en lame épaisse, suivant trois directions.

La première est normale à l'axe de la lame;

La deuxième est parallèle à l'axe;

La troisième est oblique, les faces étant les faces naturelles du rhomboèdre.

L'interposition du spath changeant le foyer de la lentille L, les images qu'il donne seront d'abord diffuses. On les rendra nettes en déplaçant le support de la lentille; mais, en se rappelant que les indices du spath sont différents, on comprend que les deux images ne peuvent pas être en même temps d'une netteté parfaite.

A. Si le spath est *perpendiculaire* à l'axe, on voit sur le tableau deux anneaux concentriques; l'anneau intérieur est ordinaire.

B. Si le spath est *parallèle* à l'axe, l'image ordinaire est un an-

neau circulaire ; l'image extraordinaire est une ellipse ayant le même centre, mais coupant le cercle en quatre points.

C. Si le spath est *oblique*, l'image ordinaire est toujours le même anneau, et l'image extraordinaire est encore une ellipse ; mais l'ellipse et le cercle n'ont pas le même centre et se coupent en deux points. Les disques qui marquent les centres des deux images sont les deux images du trou central.

L'expérience est encore plus intéressante dans la lumière polarisée, surtout si l'on colore les images avec un quartz, mais il faut alors polariser avec un gros Nicol ; notre polariseur biréfringent donnerait deux faisceaux qu'on ne pourrait plus séparer et, par conséquent, l'effet serait nul ([1]).

III.

LUMIÈRE CONVERGENTE.

L'appareil pour la lumière convergente est représenté tout entier dans la *fig.* 2. Nous avons déjà vu que le focus F fait converger les rayons au delà du diaphragme à trous T. Comme il est ici plus important que jamais d'éliminer complétement le rayon extraordinaire, nous choisirons donc le plus petit trou du diaphragme, ou mieux encore nous placerons en C un diaphragme portant un trou qui aura au plus 5 millimètres de diamètre.

C'est un peu au delà de ce trou qu'est le foyer du focus F, et c'est un peu en deçà que nous placerons le cristal tenu avec la pince mobile P.

Les rayons du cône de lumière incidente, après s'être coupés dans l'intérieur du cristal, tomberont divergents sur la petite lentille I, montée sur le même support que la pince pour être très-près du cristal. Cette lentille très-convergente (diamètre 2 centimètres, foyer 2 centimètres) réunira tous ces rayons sur la grande lentille de champ L. Celle-ci les rendra convergents et les fera tous passer à travers le Nicol A, dont la lentille pourra être enlevée si l'on veut. En faisant glisser le support analyseur sur sa règle, on trouvera une position qui projettera distinctement sur le tableau les franges pro-

([1]) *Voir* le *Traité de Physique* de M. Desains, t. II, p. 430.

duites par le cristal, et on les amènera au centre du champ par un mouvement convenable de la pince P.

1[re] SÉRIE. — *Cristaux uniaxes-perpendiculaires.*

A. *Anneaux du spath.* — Croix noire, croix blanche, croix grise.

B. Anneaux de divers autres cristaux. En superposant à un cristal positif un prisme de spath perpendiculaire, on fait disparaître la coloration des anneaux, comme dans l'apophyllite.

C. Anneaux de la glace (placée dans une petite cuve) à faces parallèles.

D. Cristaux singuliers, spath hémitrope.

E. Hémitropie artificielle : elle se produit avec un mica d'un quart d'onde, placé dans l'azimut 45 degrés, entre deux quartz perpendiculaires de même épaisseur.

F. *Anneaux d'Airy.* — Ils se produisent quand on place d'un côté du cristal un mica d'un quart d'onde dans l'azimut 45 degrés. Ces anneaux sont formés de quatre segments complémentaires. Les deux plus petits ressemblent à deux taches placées de chaque côté du centre : ces taches servent à reconnaître le signe des cristaux. Quand la ligne des taches et l'axe du mica sont croisés (+), le cristal est positif : quand ces directions se superposent (—), le cristal est négatif (¹).

G. *Anneaux sans croix.* — Ils ont aussi été découverts par Airy. On les produit en mettant de chaque côté du cristal deux micas d'un quart d'onde, parallèles ou croisés dans l'azimut 45 degrés. Ces anneaux sont à centre noir si les micas sont croisés et le Nicol à l'extinction. Ils deviennent complémentaires, si l'on tourne de 90 degrés, soit le Nicol, soit l'un des micas.

H. *Franges dans la lumière polarisée elliptiquement.* — Dans les anneaux d'Airy, la lumière était polarisée rectilignement d'un côté et circulairement de l'autre ; dans les anneaux sans croix, elle était polarisée circulairement des deux côtés. Il suffit de déplacer l'un ou l'autre des micas, ou tous les deux à la fois, pour que la lumière soit polarisée elliptiquement, et l'on voit alors les anneaux se déformer (²).

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 4[e] série, t. XIII, p. 245.
(²) *Annales de Chimie et de Physique*, 3[e] série, t. LVII, p. 257.

2e SÉRIE. — *Cristaux à pouvoir rotatoire.*

A. *Anneaux du quartz.* — La croix noire ne va pas jusqu'au centre; en tournant l'analyseur les anneaux s'agrandissent ou se rapetissent suivant le sens de la rotation du quartz.

C. *Spirale d'Airy.* — Placez le Nicol à l'extinction et mettez devant le diaphragme un mica d'un quart d'onde dans l'azimut 45 degrés; les anneaux du spath se déformeront, le premier se transformera en deux spirales qui s'enrouleront (à partir du centre) dans le sens de la rotation du quartz.

C. *Double spirale d'Airy.* — On l'obtient par la superposition de deux quartz de rotations contraires et de même épaisseur. Les quatre branches des spirales s'enroulent (à partir du centre) dans le sens de la rotation du quartz qui est le plus près de l'analyseur.

D. *Quartz singulier.* — Les macles dans le quartz ne sont pas rares, et il en résulte qu'on peut obtenir dans le même cristal des anneaux sans croix, des anneaux avec croix et les doubles spirales d'Airy, soit droites, soit gauches. On obtient, notamment, cette double spirale avec le quartz à deux rotations, en faisant tomber la lumière sur le milieu de la macle, c'est-à-dire de cette partie qui donnait des franges parallèles dans la lumière parallèle (II, 2e série, C).

E. On obtient les phénomènes du quartz avec d'autres cristaux, tels que le cinabre, le sulfate de strychnine, le periodate de soude et les hyposulfates de potasse, de plomb et de strontiane; mais presque tous les échantillons sont trop petits pour la projection.

3e SÉRIE. — *Cristaux obliques.*

Les cristaux obliques isolés ne donnent des franges que dans la lumière homogène (flamme de l'alcool salé) : ce sont des arcs de courbe dont il est souvent impossible de distinguer la nature, mais qui en réalité sont toujours des courbes du second degré, ellipses, paraboles, hyperboles, suivant la taille du cristal, c'est-à-dire suivant l'inclinaison de l'axe.

La lumière homogène est encore nécessaire pour observer les franges des cristaux obliques superposés de manière que leurs sections principales soient parallèles sans que leurs axes le soient. Quand ils ont même épaisseur, ils donnent alors les franges curieuses

découvertes par Ohm : 1° des ellipses centrées, quand l'inclinaison de l'axe est moindre que celle qui donnerait des paraboles avec les cristaux isolés; 2° des lignes droites dans ce cas limite; 3° des hyperboles centrées conjuguées, mais non équilatères, si le cristal est plus oblique.

Il n'en est plus de même quand les sections principales des deux cristaux sont croisées : nous supposerons encore les deux cristaux de même épaisseur. On peut alors observer et projeter leurs franges dans la lumière blanche. Ce sont toujours des hyperboles conjuguées équilatères ; mais ces hyperboles ne sont centrées que quand les cristaux sont parallèles à l'axe. Pour bien voir ces franges, il faut toujours mettre le Nicol à l'extinction et les sections principales des lames dans l'azimut 45 degrés.

A. *Quartz parallèles* croisés. — Hyperboles centrées, conjuguées et équilatères.

B. *Spaths parallèles* croisés. — Les franges sont les mêmes, elles ont souvent plus d'éclat.

C. *Gypses de clivages* croisés. — Les franges sont encore les mêmes, quoique le gypse soit un cristal biaxe. On les obtient donc avec toute espèce de cristaux, pourvu qu'ils soient taillés parallèlement au plan des axes.

D. Les sommets des hyperboles sont toujours dans les deux sections principales des cristaux, et par conséquent leurs asymptotes sont sur les bissectrices de ces sections. Avec notre système de projection, elles sont donc l'une verticale et l'autre horizontale ; mais elles ne seront marquées par une croix noire que si les deux cristaux ont bien exactement la même épaisseur. On peut compenser la différence d'épaisseur et obtenir la croix noire en ajoutant une lame parallèle orientée convenablement, par exemple un mica que l'on fera tourner autour du rayon devant le diaphragme C.

E. *Hyperboles mobiles de Savart*. — On les obtient avec deux quartz parallèles prismatiques glissant l'un sur l'autre, ou plus simplement avec deux quartz parallèles prismatiques C (comme ceux du compensateur de Babinet), collés ensemble, et que l'on fait glisser dans le faisceau lumineux. Dans les deux cas, on trouve toujours une position pour laquelle le rayon traverse les deux quartz sous la même épaisseur, et alors les asymptotes sont marquées par une croix noire.

F. *Quartz obliques croisés, polariscope de Savart.* — Les franges sont des queues d'hyperboles, qui, vues dans une petite étendue, ressemblent à des lignes droites parallèles. Ces lignes sont toujours parallèles à l'une des bissectrices des sections principales. En tournant le système des deux lames, on voit que la frange centrale est noire quand elle est verticale, comme le plan de polarisation de la lumière incidente. La direction de la frange noire sert donc à reconnaître le plan de polarisation.

4[e] SÉRIE. — *Cristaux biaxes perpendiculaires.*

Quand les cristaux biaxes ne sont pas très-bien taillés, il faut un peu tâtonner avec la pince P pour amener leurs franges sur le tableau; mais on y parvient toujours, pourvu que ces cristaux ne soient pas trop minces et que leurs axes ne soient pas trop écartés.

A. *Cristaux perpendiculaires à l'un des axes.* — Les franges sont des anneaux traversés par une ligne noire, qui tourne avec le cristal en restant toujours perpendiculaire au plan des axes. Ces anneaux se distinguent de ceux des uniaxes, non-seulement par l'absence de la croix, mais encore par leurs grandeurs relatives. Ils sont en effet équidistants, c'est-à-dire que leurs rayons croissent comme les nombres naturels 1, 2, 3, 4,..., tandis que les anneaux des uniaxes ont des rayons qui croissent comme les racines carrées des mêmes nombres.

B. *Cristaux perpendiculaires à la ligne moyenne.* — Les franges sont des lemniscates coupées par une hyperbole noire, dont les deux branches passent toujours par leurs pôles, c'est-à-dire par le centre des anneaux qui font partie du système de ces courbes. Elles ont leur maximum d'éclat quand la ligne des pôles est dans l'azimut 45 degrés (le Nicol analyseur est toujours supposé à l'extinction). Dans ce cas, les deux lignes neutres hyperboliques sont équilatères et ont pour axes la ligne des pôles. Si, au contraire, la ligne des pôles est dans l'azimut zéro (ou 90 degrés), les deux lignes neutres forment une croix noire : dans les cristaux à axes peu écartés, les franges ont alors quelque ressemblance avec les anneaux des uniaxes.

C. *Signe des cristaux biaxes.* — Quand la ligne des pôles est dans l'azimut 45 degrés, si l'on place, sur le trajet des rayons lumi-

neux (par exemple, derrière la lentille I), un quartz perpendiculaire, et qu'on le fasse tourner autour d'une ligne parallèle ou perpendiculaire à la ligne des pôles, il y a une des rotations qui produira l'effet que voici : les anneaux qui entourent les pôles s'allongeront, ils finiront par venir se rencontrer au centre du champ, pour former la courbe en 8; puis cette courbe se brisera et ses deux branches s'écarteront perpendiculairement à la ligne des pôles. Dans ce cas, si l'axe de rotation du quartz est perpendiculaire à la ligne des pôles, de telle sorte que ces deux lignes en se superposant figurent le signe +, le cristal est *positif;* si, au contraire, les deux lignes sont parallèles, de sorte qu'en se superposant elles figurent le signe —, le cristal est *négatif* (1).

D. *Cristaux maclés, aragonite.* — Les macles ne sont pas rares dans les biaxes, et surtout dans l'aragonite. Le système des lemniscates, au lieu d'être simple, peut alors être double ou même triple.

E. *Cristaux croisés.* — Les biaxes perpendiculaires croisés montrent quatre systèmes d'anneaux sur les bords du champ et, vers le centre, des courbes semblables à des hyperboles conjuguées. Exemple : aragonites, micas, topazes, titanites, etc., perpendiculaires à la ligne moyenne et superposés, de manière que les plans des axes soient perpendiculaires entre eux.

F. *Cristaux à axes de diverses couleurs croisés.* — Les mélanges des deux sels de Seignette donnent des cristaux dans lesquels le plan des axes rouges est perpendiculaire à celui des axes bleus. Il en est de même de quelques cristaux naturels, tels que la brookite, la glaubérite, le mellitate d'ammoniaque, etc. Les franges ressemblent aux précédentes. Si la lumière est assez intense, on peut observer avec un verre rouge et avec un verre bleu ; on voit alors les deux systèmes d'axes séparément.

5e SÉRIE. — *Déplacement des axes par la chaleur.*

Ce déplacement s'observe dans plusieurs cristaux, tels que la glaubérite, le feldspath, la kaluszite, le gypse. Dans le premier, la chaleur produit un écart des axes ; dans le second, les axes s'écartent ou se rapprochent ; dans les deux derniers, la chaleur rapproche

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XIII, p. 251.

d'abord les axes, puis les écarte ensuite dans un plan perpendiculaire au premier. C'est dans le gypse que le phénomène est le plus brillant.

Les cristaux qui doivent être chauffés sont taillés perpendiculairement à la ligne moyenne et montés sur une lame de cuivre que l'on place dans la pince P. Quand les franges sont projetées, on chauffe l'extrémité de la lame avec une lampe à alcool; la chaleur se propage de proche en proche jusqu'au cristal, et l'on voit les lemniscates se déplacer sur le tableau. Pour le gypse surtout, il faut prendre garde d'aller trop loin, car la chaleur le rendrait opaque en le transformant en plâtre : on évitera cet inconvénient en enlevant la lampe lorsque les axes seront rapprochés jusqu'au contact; la chaleur, continuant à se propager dans le cristal, poussera les axes dans un plan perpendiculaire au premier, puis ils reviendront à leur position primitive lorsque le gypse se refroidira.

DESIDERATUM.

On voit que l'appareil Duboscq permet de projeter un très-grand nombre de phénomènes de polarisation : il permet aussi de les observer tous en mettant l'œil à l'analyseur, et tournant le polariseur vers la lumière ([1]). On peut dire qu'il est complet pour la lumière parallèle et pour la lumière divergente; mais on est obligé de reconnaître qu'il laisse encore beaucoup à désirer pour la lumière convergente. Sous ce rapport, il est bien inférieur au microscope polarisant; il se refuse, en effet, à la projection des franges des cristaux trop minces, ou à celle des biaxes dont les axes sont trop écartés. On projette bien le nitre, dont les axes sont écartés de 9° 15′, le carbonate de plomb, dont les axes font un angle de 16° 45′, et même encore assez bien l'aragonite, dans laquelle l'écart extérieur est de 31 degrés; mais il est impossible d'aller au delà. Ainsi, 30 degrés à peu près, telle est la convergence du cône de lumière donnée par le focus.

Ce n'est pas assez, un grand nombre de phénomènes intéressants ne peuvent être observés que dans les cristaux à axes plus écartés.

([1]) Notons cependant que, pour la lumière convergente, il faut remplacer les prismes par un polariseur à une seule image, tel qu'une glace noire ou un Nicol.

Je citerai, par exemple, la dispersion des axes de diverses couleurs dans les sels de seignette, et les trois genres de dispersion caractéristiques des cristaux du système clinorhombique, et dont les trois types sont fournis par le gypse, le feldspath et le borax. La plus brillante des expériences de l'optique cristallographique, le déplacement des axes du gypse par la chaleur, ne peut être faite que très-difficilement avec notre appareil, parce que, les axes de ce cristal étant en dehors du champ, les franges ne peuvent être projetées avant que le gypse soit échauffé. Enfin, bien des cristaux, tant uniaxes que biaxes, ne peuvent être obtenus en lames assez épaisses pour donner des franges dans un faisceau si peu convergent.

M. Duboscq a bien essayé de lever la difficulté en adaptant à son appareil le focus et l'objectif du microscope polarisant : cette disposition, convenable pour l'observation individuelle, ne donne pas assez de lumière pour les projections. Il faut renoncer à obtenir un champ aussi considérable que celui du microscope; mais, entre ce champ qui est de 125 degrés et celui de notre appareil qui n'est que de 30 degrés, il y a place pour bien des perfectionnements, et, si l'on pouvait seulement doubler le champ de l'appareil de projection, ce serait déjà une amélioration considérable, et elle serait probablement suffisante.

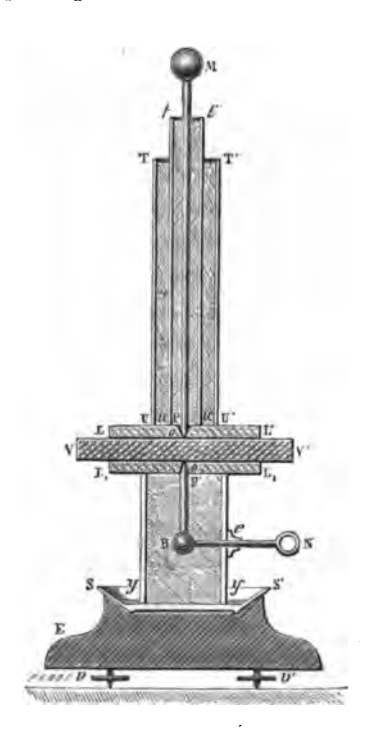
P. S. — Pendant l'impression de cette Note, nous avons à peu près résolu le problème en enlevant la première lentille des deux systèmes du microscope polarisant, et en déplaçant un peu la lentille oculaire : mais il faut polariser avec un Nicol. On peut alors projeter le gypse, dont les axes font un angle de 97 degrés dans l'air; et cependant la lumière est bien suffisante.

APPAREIL DESTINÉ A PERCER LE VERRE PAR L'ÉTINCELLE ÉLECTRIQUE;

PAR MM. TERQUEM ET TRANNIN.

On connaît les difficultés que l'on éprouve, lorsqu'on cherche à percer une lame de verre un peu épaisse à l'aide des étincelles des machines électriques ou de la bobine de Ruhmkorff. Les tiges ter-

minées par les pointes doivent être entourées de cylindres de verre remplis de résine ou de poix; la lame à percer, collée à l'extrémité d'un de ces cylindres, doit être desséchée avec le plus grand soin; enfin l'appareil ne peut servir qu'une fois, et si, par hasard, le retrait de la résine a causé des cavités dans la masse isolante contre la lame de verre, l'appareil préparé la veille, ou tout au moins quelques heures d'avance, se perce à la première décharge, et est mis par conséquent hors d'état: il faut alors tout recommencer, et l'expérience faite dans ces conditions ne laisse pas que d'être souvent longue et toujours pénible et incertaine. Nous avons cherché



à réaliser un appareil qui permît d'opérer à coup sûr et très-rapidement. Après quelques tâtonnements, voici la disposition à laquelle nous nous sommes arrêtés, et qui donne d'excellents résultats.

Notre appareil se compose de deux parties mobiles entre lesquelles est placée la lame à percer. La partie supérieure se com-

pose d'une tige MP, entourée de deux tubes de verre de diamètres différents UT, *ut*, porte en haut une boule métallique M et est terminée en bas par une pointe P très-aiguë, qui entre dans une petite ouverture percée dans une lame de glace LL', sur laquelle reposent les deux tubes de verre.

L'intervalle compris entre la tige et les tubes est rempli d'arcanson, mélange de cire et de résine, qui isole parfaitement et fait adhérer avec force la lame de glace LL' contre les extrémités rodées des tubes UT et *ut*. L'extrémité P de la tige est exactement située dans le plan inférieur de la lame LL'.

La partie inférieure de l'appareil se compose d'une tige de cuivre coudée P'BN, dont la partie verticale BP' est fixée au centre d'un cylindre de verre $L_1 L'_1$, par de l'arcanson qui le remplit entièrement et maintient fixe contre les bords du cylindre une lame de verre VV', percée également au centre d'une ouverture à travers laquelle passe la pointe P' de la tige. Ce cylindre est percé latéralement d'un trou *e* pour laisser passer la tige. Il repose par sa base sur une soucoupe SS' en porcelaine encastrée dans un socle en bois. Des vis calantes *v*, *v'* permettent de placer la glace dans une position horizontale. La lame à percer, humectée d'huile sur ses deux faces, est placée entre les lames LL' et $L_1 L'_1$. Si l'on a eu soin de prendre des lames rectangulaires égales et de les percer exactement en leur milieu, il suffira, pour mettre les deux pointes en regard, de placer les deux lames de façon qu'elles se recouvrent exactement l'une l'autre.

Dans ces conditions, les communications de la machine étant établies en M et en N, l'étincelle percera infailliblement la lame de verre, si son épaisseur n'est pas trop grande pour la machine avec laquelle on opère.

Avec une machine de Holtz, à deux plateaux, nous avons percé une lame de glace de 15 millimètres d'épaisseur. En déplaçant légèrement cette lame, on peut de nouveau la percer à une petite distance du premier trou; nous avons aussi des lames percées en cinq ou six endroits différents.

Il y a une précaution à prendre lorsqu'on coule l'arcanson dans les tubes de verre. Comme cette matière éprouve un retrait fort considérable par le refroidissement, il faut n'en verser dans les tubes que de petites quantités à la fois et attendre que le refroidis-

sement soit complet, avant d'en ajouter de nouveau; en opérant ainsi, le retrait se fera toujours sur les couches nouvelles, et la masse sera parfaitement homogène. Si l'on négligeait cette précaution, le retrait briserait infailliblement la lame.

Le rôle de l'huile, qu'on interpose entre le verre à percer et les lames de glace, est d'empêcher l'étincelle de tourner autour de ce verre: aussi convient-il d'employer l'huile d'olive de préférence à toute autre, à cause de son grand pouvoir isolant; il est bon de presser les lames de glace contre le verre, et pour cela on peut les serrer au moyen de pinces en bois.

Cette disposition a l'avantage d'empêcher le glissement de ces différentes parties lubrifiées par l'huile, ce que l'on évite d'ailleurs en mettant l'appareil bien horizontal.

Quand on veut obtenir le maximum de tension de la machine de Holtz, il est indispensable de la débarrasser de tous les conducteurs inutiles, et particulièrement des conducteurs verticaux reliés par des plaques d'ébonite au bâti de la machine.

Il est également avantageux d'envelopper de tubes de caoutchouc à gaz les conducteurs auxiliaires qui relient les extrémités de l'appareil à percer le verre aux conducteurs de la machine; en opérant avec ces précautions, la machine ne subit aucune perte de tension et peut donner ainsi son maximum d'effet.

En faisant usage d'une bobine de Ruhmkorff, donnant des étincelles de 32 centimètres de longueur, nous avons pu percer, avec le même appareil, des lames de verre ayant 3 centimètres d'épaisseur: nous avons donc lieu de penser que cet appareil fonctionnerait également bien si l'on voulait percer des lames plus épaisses, en employant des bobines plus puissantes.

S.-P. LANGLEY. — On the minute structure of the solar photosphere (Sur la structure intime de la photosphère solaire); *American Journal*, 3e série, t. VI, p. 87; 1874.

Tous ceux qui se sont occupés de la constitution du Soleil se souviennent encore de l'intérêt qu'excita, en 1861, la découverte de ce que M. Nasmyth appela les *feuilles de saule* de la surface solaire. Suivant lui, le Soleil présenterait l'aspect d'une quantité in-

nombrable de corpuscules fusiformes, entrelacés et entre-croisés dans tous les sens. D'autres astronomes contestèrent la réalité de ces apparences bizarres. En 1861, MM. Stone et Dunkin, en examinant les feuilles de saule avec le grand équatorial de Greenwich, virent distinctement la surface lumineuse parsemée de parcelles brillantes ressemblant à des *grains de riz*. Ces grains de riz prennent, autour d'une tache et surtout dans sa pénombre, des dispositions très-différentes. Autour d'une tache, ils sont allongés et pressés comme des brins de chaume de différentes longueurs; ils sont au contraire plus longs, sinueux et tordus dans la pénombre. Beaucoup d'autres observateurs ont depuis étudié ces apparences en émettant les opinions les plus différentes. Or une bonne théorie physique du Soleil doit rendre compte de la structure de la photosphère; il y avait donc un grand intérêt à reprendre cette étude dans de meilleures conditions.

Voici comment M. Faye explique ces apparences. Les parcelles brillantes de la surface du Soleil sont dues à la condensation de courants de vapeur venant des profondeurs de la masse solaire. Les taches ne sont ni des nuages refroidis et obscurs (Kirchhoff), ni des scories sur un globe liquide incandescent (Zöllner), ni des éruptions gazeuses venant de la masse interne (Tacchini et Secchi), ni la perforation de la photosphère par des courants extérieurs descendant verticalement (Spencer, Lœvy et autres): ce sont tout simplement des tourbillons analogues à ceux de nos cours d'eau. Ces tourbillons résultent de l'inégale vitesse des couches mêmes de la photosphère. Nous ne les apercevons que par en haut, comme nous voyons les entonnoirs des tourbillons des cours d'eau, et ce creux nous apparaît en noir. Il résulte de là que les courants ascendants qui alimentent la photosphère sont rejetés tout autour du tourbillon et vont porter au delà de son orifice leurs nuages de condensation. Ces nuages, s'ajoutant aux amas brillants qui s'y trouvent, augmentent l'éclat de cette région qui constitue les *facules* dont les taches sont entourées. Les courants ascendants rencontrent sur la paroi inclinée du tourbillon la température de condensation qu'ailleurs ils ne trouvent qu'un peu plus haut, dans la couche limite de la photosphère; ils y déposent donc leurs nuages lumineux, et comme ils glissent sur un plan incliné, au lieu d'un grain de riz, c'est une longue feuille de saule qu'ils y dessinent.

Ce résumé de la théorie de M. Faye permettra de mieux saisir l'importance des faits signalés par M. Langley.

L'appareil employé est l'équatorial de l'Observatoire d'Allegheny, qui a 13 pouces d'ouverture et auquel on avait adapté l'oculaire polarisant de sir J. Herschel.

Après avoir rappelé l'apparence présentée par le Soleil dans les télescopes de dimensions moyennes, M. Langley examine les grains de riz et montre que leur nombre augmente avec la puissance du télescope [1]. Ces grains de riz sont en effet composés de parties plus petites, sensiblement rondes, de 0″,3 de diamètre environ, que l'auteur appelle *granules*. Ces granules ont une tendance à s'agglomérer en grappes, qui constituent les grains de riz, dont le diamètre moyen est de 1″ à 1″,5. Ces granules forment la partie lumineuse du Soleil. En laissant la plus grande latitude aux erreurs d'observation, on trouve que *l'aire lumineuse est plus petite que le cinquième de la surface du Soleil*.

L'auteur étudie ensuite les formes nuageuses de la pénombre, comparées par M. Dawes à des fagots de chaume. Il trouve qu'elles se composent de *filaments* d'une extrême finesse dont la réunion forme le chaume absolument comme la réunion des granules donne les grains de riz. Les noms *filaments* et *granules* désignent différents aspects d'une même chose. Les filaments flottent verticalement sur le Soleil, leurs extrémités apparaissant à la surface donnent les granules. Dans les taches nous voyons pour ainsi dire la photosphère en section.

C'est une chose très-commune que de voir une large tache formée par la réunion d'un grand nombre de plus petites. On voit fréquemment aussi des plages de la photosphère terminées par des filaments horizontaux : ce sont des pénombres naissantes. Toutes les parties de la photosphère présentent parfois cette disposition, de sorte qu'on peut presque dire qu'à certaines époques le Soleil ne forme qu'une seule tache.

M. Lockyer et le P. Secchi ont déjà signalé quelques cas de fila-

(1) L'auteur a bien voulu nous envoyer la photographie du dessin qu'il a fait lui-même de quelques taches du Soleil. Nous en donnons la reproduction dans la planche insérée à la fin de ce numéro. Cette photographie permettra au lecteur de voir le Soleil tel qu'il est apparu à l'observateur, de se substituer en quelque sorte à lui, et de comparer les théories proposées avec les faits de l'observation. (C. A.)

ments superposés dans des directions différentes; M. Langley trouve cette disposition presque partout. Ce serait là l'indice de courants superposés, de sorte que la circulation gazeuse ne serait pas entièrement dans des courants ascendants ou descendants, ou dans l'action uniforme d'un cyclone, mais qu'il existerait aussi des courants fortement inclinés suivant la verticale et souvent même presque horizontaux.

L'auteur, en terminant, conclut à une action cyclonique évidente dans la circulation solaire, tout en reconnaissant que le type normal du cyclone est rare.

Le Mémoire qui vient d'être analysé est la première partie d'un grand travail entrepris par l'Observatoire d'Allegheny, dans le but, dit M. Langley, « d'amasser des matériaux pour juger les diverses théories dues à MM. Faye, Kirchhoff, Lockyer, Secchi, Young, Zöllner et autres (¹) ».

DAMIEN,
Professeur au lycée d'Orléans.

W. BEETZ.— Ueber die Darstellung von magneten auf elektrolytischen Wege (Production d'aimants par voie électrolytique); *Annales de Poggendorff*, t. CLII, p. 484.

Contrairement aux assertions de M. W. Beetz, M. Jacobi avait nié la possibilité de produire par voie électrolytique, sous l'influence d'aimants puissants, de véritables aimants. M. Beetz a repris ces

(¹) Au moment de mettre en pages, nous recevons le numéro de mars 1875 de l'*American Journal*, qui contient un nouveau Mémoire de M. Langley sur la structure du Soleil. Les nouvelles observations de l'auteur n'ont changé en rien ses premières conclusions : elles les ont confirmées. Il a étudié spécialement ces aigrettes qui avaient été comparées aux délicates cristallisations de l'eau, et considérées par divers observateurs comme constituant un véritable dépôt cristallin. Avec le fort grossissement dont il disposait, il a reconnu que les divers filaments qui forment ces aigrettes ne se rencontrent pas à angle aigu comme les diverses branches d'une cristallisation; ils ressemblent plutôt à certains cirrhus qui parfois flottent dans notre atmosphère. Il s'est occupé aussi d'observer la partie des taches solaires qui forme l'ombre, et dont l'obscurité n'est que relative; car non-seulement elles sont brillantes, mais la lumière qu'elles émettent est insupportable à l'œil nu. En excluant toute lumière étrangère, il aperçut à l'intérieur de cette ombre des filaments tout à fait identiques aux filaments de la pénombre. En résumé, tout s'accorde pour montrer que l'action des cyclones solaires se manifeste dans toute l'étendue d'une tache et même dans l'ombre où elles n'avaient pas été observées jusqu'à présent. (C. A.)

expériences et a décomposé deux dissolutions, l'une d'un sel de fer et de magnésie (celle de Jacobi), l'autre d'un mélange de sulfate de fer et de chlorhydrate d'ammoniaque. Le premier liquide a donné un fer mou, noir, plein de bulles, et le second un fer dur et brillant : le moment magnétique par gramme du premier était de 59, celui du second 214. Tous deux étaient d'ailleurs susceptibles de s'aimanter par les procédés ordinaires. L'insuccès de M. Jacobi tient donc au mauvais choix de sa dissolution d'abord, et surtout à l'emploi d'un cylindre en fer qu'il avait cru devoir placer entre la spirale magnétisante et le précipité de fer.

A. POTIER.

H. HERWIG. — Einige Beobachtungen über das Verhalten von Eisenstäben im galvanischen Strom (Observations sur les courants qui traversent le fer et l'acier); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 115.

M. H. Herwig a constaté (comme M. Villari) l'intensité remarquable des extra-courants dans les fils de fer, et l'attribue à ce que ces extra-courants ne sont pas dus seulement à la réaction des diverses parties du circuit, mais à la désaimantation transversale du fer. Lorsqu'un courant passe longtemps dans un fil de fer, sa résistance augmente peu à peu, et cette augmentation est plus sensible pour le fer que pour l'acier. Si l'on vient à renverser brusquement le sens du courant, la résistance du fer semble notablement diminuée d'abord, pour augmenter ensuite si l'on maintient le courant renversé.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome IV. — Février 1875.

BERTHELOT. — *Principes généraux de la thermochimie* (suite), p. 141.

Septième Mémoire. — *Sur les hautes températures*, p. 141.

Huitième Mémoire. — *Recherches sur l'isomérie symétrique et sur les quatre acides tartriques*, par MM. BERTHELOT et JUNGFLEISCH, p. 147.

Neuvième Mémoire. — *Sur les hydrates cristallisés de l'acide sulfurique*, p. 154.

Dixième Mémoire. — *Sur la formation des précipités*, p. 160.

Onzième Mémoire. — *Sur quelques problèmes calorimétriques*, p. 180.

Douzième Mémoire. — *Études et expériences sur les sulfures*, p. 186.

Treizième Mémoire. — *Sur la redissolution des précipités*, p. 205.

Rossetti. — *Nouvelle étude sur le courant des machines électriques*, p. 214.

J. Moutier. — *Sur la loi élémentaire des actions électrodynamiques*, p. 267.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIX. — Mars 1875.

Friedrich Weber. — *Chaleur spécifique du carbone, du bore et du silicium.* — Première Partie. *Chaleur spécifique de ces éléments à différentes températures*, p. 161.

Lord Rayleigh. — *Un théorème de statique*, p. 183.

E. Bouty. — *Études sur le magnétisme*, p. 183.

Frederick Guthrie. — *Sur des solutions salines et sur l'eau qui se trouve fixée*, p. 206.

Lord Rayleigh. — *Théorèmes généraux relatifs à l'équilibre et au mouvement stationnaire*, p. 218.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIV. — No 1. — Année 1875.

F. Kohlrausch et O. Grotian. — *Conductibilité des chlorures alcalins et terreux et de l'acide azotique dissous dans l'eau*, p. 1.

K. Antolik. — *Glissement des étincelles électriques*, p. 14.

E.-H. v. Baumhauer. — *Météorographe universel*, p. 37.

A.-L. Holz. — *Suite des recherches sur les aimants*, p. 67.

Matern. — *Mesure des angles au moyen du micromètre oculaire de la lunette astronomique*, p. 91.

J.-J. Müller. — *Rapport entre la chaleur spécifique à pression constante et à volume constant*, p. 113.

E. Goldstein. — *Recherches sur les spectres des gaz*, p. 128.

W. Wüllner. — *Sur les spectres des gaz*, p. 149.

V. Dvořák. — *Sur la vitesse du son dans l'eau contenue dans des tubes*, p. 156.

Langley. — Photosphère.



RECHERCHES SUR LES MODIFICATIONS QU'ÉPROUVE LA LUMIÈRE PAR SUITE DU MOUVEMENT DE LA SOURCE LUMINEUSE ET DU MOUVEMENT DE L'OBSERVATEUR;

PAR M. MASCART.

Le dernier travail que j'ai publié à ce sujet a été entrepris pour répondre au programme proposé par l'Académie des Sciences pour le grand prix de Mathématiques, en 1870 (1).

On sait, d'après la théorie de Dœppler, qui a été confirmée par diverses expériences d'acoustique, que la distance des ondes émises par une source de vibrations sonores ou lumineuses n'est pas la même suivant que l'on considère la propagation dans le sens ou en sens contraire du mouvement de la source. Si donc il était possible d'opérer avec des appareils immobiles et d'observer la lumière qui provient d'une source dont la vitesse de translation serait comparable à la vitesse de propagation de la lumière, la réfraction d'une pareille lumière dans un prisme dépendrait, par une relation très-simple, du rapport de deux vitesses et de l'angle qu'elles feraient entre elles; mais ces conditions expérimentales ne sont pas réalisables, parce que la Terre se meut dans l'espace avec une vitesse qui est le $\frac{1}{10000}$ de la vitesse de la lumière et que l'observateur et les instruments participent nécessairement à cette translation.

Arago avait annoncé que, si l'on observe deux étoiles tellement placées, que la Terre marche vers l'une et s'éloigne de l'autre en vertu de son mouvement de translation, la réfraction apparente que subit dans un prisme la lumière provenant de ces deux étoiles est exactement la même. Ce résultat parut inconciliable avec la théorie de l'émission, et Fresnel essaya d'en rendre compte dans la théorie des ondulations, en admettant qu'un milieu réfringent en mouvement transporte avec lui une partie seulement de l'éther qu'il renferme. Il démontre ainsi que, dans un milieu en mouvement, la vitesse de propagation des ondes lumineuses dans le sens du mouvement du milieu est augmentée de la quantité $u\left(1-\frac{1}{n^2}\right)$, expres-

(1) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. I, p. 157, et t. III, p. 363.

sion dans laquelle u désigne la vitesse de transport du milieu, et n son indice de réfraction. Cette formule rend compte, en effet, de l'expérience négative d'Arago, le changement de réfraction qui a lieu en réalité étant compensé par le déplacement de la lunette d'observation ; et M. Fizeau a montré directement que les ondes lumineuses sont entraînées en partie, conformément à la formule de Fresnel, par le mouvement du milieu dans lequel elles se propagent. J'indiquerai plus loin les modifications qu'il me paraît nécessaire d'apporter à cette théorie de Fresnel.

On a essayé bien des expériences pour chercher à mettre en évidence, par des phénomènes optiques, le mouvement de translation de la Terre. Babinet a cru trouver une solution dans le phénomène de la diffraction par les réseaux ; il a montré, par des calculs très-simples, que le changement de direction apparent dû au déplacement de la lunette s'ajoute au changement produit par le mouvement du réseau, de sorte que la compensation n'a plus lieu comme dans l'expérience d'Arago. Le déplacement qu'il s'agit alors de mettre en évidence est plus grand que celui que recherchait Arago, et paraît devoir être observable sans de trop grandes difficultés. Cette expérience n'est réalisable, au moins avec les réseaux que l'on possède aujourd'hui, qu'avec une source de lumière terrestre, ou bien avec la lumière solaire que l'on ferait marcher par des réflexions convenables, soit dans le sens, soit en sens contraire du mouvement de translation de la Terre : ce sont d'ailleurs les conditions qu'avait supposées Babinet.

Or j'ai répété l'expérience un grand nombre de fois aux époques les plus favorables, en employant la lumière solaire ou des lumières artificielles, et le résultat a été constamment négatif ; et l'observation du phénomène est assez précise pour permettre d'affirmer que, si le mouvement de la Terre produit un changement quelconque dans la direction apparente de la lumière diffractée, ce changement doit être très-petit par rapport à celui que donnerait le calcul de Babinet. En examinant alors la théorie de plus près, on y remarque une cause d'erreur qui ne me paraît pas encore avoir été signalée. On admet implicitement dans le calcul que la lumière solaire réfléchie sur un miroir se comporte exactement comme si elle provenait d'une source fixe située sur le prolongement du rayon réfléchi ; mais cette conséquence n'est pas exacte si le miroir est mobile, comme

cela a lieu pour les expériences faites sur la Terre. Le mouvement du miroir modifie la longueur d'onde de la lumière réfléchie, et tout se passe comme si le miroir était lui-même lumineux, ce qui constituerait alors une source mobile. L'emploi de la lumière solaire réfléchie par un miroir terrestre dans une direction quelconque est donc absolument équivalent à celui d'une source de lumière artificielle, et il est facile de démontrer que le changement de longueur d'onde dû au déplacement de la source produit une déviation du rayon diffracté qui compense exactement l'effet dû au déplacement simultané de l'appareil de mesure. Il en résulte alors que l'observation des phénomènes de diffraction avec la lumière solaire ou les lumières terrestres ne peut conduire qu'à des résultats négatifs au point de vue du mouvement de translation de la Terre, ce qui est conforme à l'expérience.

On ne peut substituer le miroir mobile à la source de lumière pour l'étude de la lumière réfléchie que si le mouvement du miroir est perpendiculaire aux rayons incidents, ce qui a lieu sensiblement pour la Terre et les planètes. Il en résulte cette autre conséquence que la lumière solaire réfléchie par une planète se comporte exactement comme si la planète émettait une lumière propre, identique à celle qu'émet le Soleil. Au contraire, le même raisonnement ne s'applique pas à la Lune et aux comètes, parce que la vitesse de ces astres ne peut plus être considérée comme perpendiculaire aux rayons qui leur viennent du Soleil.

Les conséquences de la théorie de Fresnel, relatives à la réfraction produite par un prisme mobile, m'ont paru mériter une étude expérimentale nouvelle. Considérons, en effet, deux sources de lumière synchrones, l'une mobile et l'autre fixe, par exemple la flamme jaune de l'alcool salé et une étoile fixe dont le spectre possède les deux raies D qui indiquent la présence du sodium, et supposons que les rayons émis par ces deux sources se propagent en sens contraire du mouvement de translation de la Terre. Les périodes absolues de vibration sur les deux sources sont identiques, mais les longueurs d'onde de la lumière propagée sont différentes à cause du mouvement de l'une d'elles; les déviations imprimées à ces deux faisceaux par un prisme réfringent fixe ou mobile doivent être différentes. Si, le prisme étant mobile, la déviation apparente est dans un cas égale à la déviation que l'on observerait avec un prisme fixe,

cette déviation apparente doit en différer dans l'autre cas. Il en résulte que, si l'observation d'Arago est exacte, on devra apercevoir un changement de déviation en opérant avec une source terrestre dont les rayons se propageront alternativement dans le sens et en sens contraire du mouvement de la Terre. Si, au contraire, cette dernière expérience donne un résultat négatif, l'expérience d'Arago convenablement répétée devra donner lieu à un changement de déviation.

Le changement de déviation qu'il s'agissait d'observer n'était qu'une fraction de la distance des deux raies D, et je voulais m'astreindre à n'employer qu'un seul prisme réfringent pour me rapprocher le plus possible du cas où la théorie se présente sous la forme la plus simple. Il faut alors avoir recours à des prismes de grandes dimensions dont les faces soient taillées avec le plus grand soin, dont la matière soit très-homogène, et observer les rayons réfractés dans une direction très-voisine de la face de sortie du prisme.

Deux grands appareils ont été disposés à cet effet. L'un était installé à poste fixe, dans une cave complétement close où les variations diurnes de température étaient très-faibles. Le collimateur était dirigé vers l'ouest, de sorte qu'en faisant les observations à midi et à minuit les rayons incidents pouvaient se propager dans deux directions opposées par rapport au mouvement de la Terre. L'autre appareil était monté sur une plaque tournante qui permettait de lui donner alternativement deux directions opposées. Les observations répétées un grand nombre de fois ont montré que le changement de déviation, s'il existe, est absolument inappréciable et, d'après le degré de précision des mesures, on peut affirmer qu'un déplacement vingt fois plus faible que celui qu'indique la formule de Fresnel ne passerait pas inaperçu.

Ce résultat ne peut être expliqué que si l'on fait subir à la formule de Fresnel une petite modification. Des deux termes qui représentent, d'après Fresnel, la vitesse de transport des ondes dans un milieu en mouvement, l'un est proportionnel à la vitesse du milieu; ce terme est très-petit, il paraît exact, et, quand même on le modifierait par un facteur très-petit, la différence ne serait pas appréciable expérimentalement. Quant au terme principal, Fresnel dit simplement qu'il est le même que si le milieu était en repos; cela

veut dire que ce terme dépend de la longueur d'onde absolue ou de la période de la lumière incidente; mais si le milieu se meut, en marchant par exemple à l'encontre des ondes, la période de vibration de la *surface réfringente* est diminuée. On peut montrer par quelques considérations très-plausibles que la direction et la nature des ondes réfractées sont déterminées principalement par la vibration de cette surface, et que, par suite, le premier terme de la formule de Fresnel doit dépendre de la période *apparente* de la lumière incidente.

Avec cette hypothèse, les expériences s'expliquent sans aucune difficulté et à l'aide de calculs très-simples; mais il en résulte une autre conséquence importante : c'est que l'application des raisonnements de Fresnel à l'expérience d'Arago n'est plus permise et que l'on doit, dans ce cas, observer un petit changement de réfraction apparente, si l'on opère sur des rayons définis du spectre. Arago avait observé, il est vrai, avec un prisme achromatisé, et l'expérience devait de toute façon donner un résultat négatif, parce que le déplacement relatif de la source et de l'observateur altère la longueur d'onde ou la couleur de chacune des lumières élémentaires, et, par suite de la substitution d'une couleur à une autre, la déviation de la lumière blanche ne doit pas être modifiée ([1]).

La même compensation se retrouve dans la plupart des phénomènes d'optique, sinon dans tous, quand on opère avec une source de lumière artificielle mobile avec la Terre ou avec la lumière du Soleil réfléchie dans une direction quelconque.

Ainsi, en apportant aux procédés d'observation généralement employés diverses modifications qu'il serait trop long d'indiquer ici, j'ai pu constater que dans le phénomène des lames mixtes la différence de marche apparente des rayons qui interfèrent n'est pas modifiée de $\frac{1}{200\,000}$ quand on éclaire l'appareil avec des rayons qui marchent dans le sens ou en sens contraire du mouvement de la Terre, et que la modification n'est pas de $\frac{1}{500\,000}$ quand on observe les anneaux de Newton.

On explique de la même manière les résultats négatifs obtenus par M. Hoek dans une expérience que j'ai aussi reproduite sous une autre forme et où l'interférence a lieu entre des faisceaux qui ont

---

([1]) *Voir* le Rapport de M. Fizeau (*Comptes rendus*, t. LXXIX, p. 1534).

traversé tous deux un même milieu réfringent, l'un en suivant le mouvement de la Terre, et l'autre en marchant dans un sens opposé.

J'ai montré enfin que le mouvement de la Terre n'a aucune influence sur la double réfraction du spath d'Islande. Pour rendre cette conclusion rigoureuse, il était nécessaire de produire des franges correspondant à une différence de marche beaucoup plus grande que celle que l'on observe habituellement dans ce genre de phénomènes. Le retard entre les deux rayons ordinaire et extraordinaire a été porté jusqu'à 50 000 et même 100 000 longueurs d'onde, sans qu'il y eût une altération de $\frac{1}{1000000}$ dans la position apparente des franges.

Il en est de même pour la double réfraction circulaire que possède le quartz dans une direction parallèle à l'axe de cristallisation, où la différence de marche qui s'établit entre les deux rayons polarisés circulairement a pour effet de faire tourner le plan de polarisation de la lumière. J'ai observé ce phénomène avec une méthode qui permet de mettre en évidence un changement de $\frac{1}{4}$ de degré dans la rotation, quand celle-ci est déjà de 15 circonférences, sans pouvoir constater le moindre changement du phénomène dû au mouvement de la Terre.

Ces deux dernières expériences me paraissent présenter un intérêt particulier. Si l'on veut expliquer le changement de vitesse des ondes dans un milieu par le transport partiel de l'éther, comme l'a fait Fresnel, il en résulte cette conséquence que l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire dans le spath d'Islande devraient éprouver le même accroissement de vitesse, et que les deux rayons polarisés circulairement dans le quartz seraient dans le même cas. Or, avec cette hypothèse, il me paraît impossible d'expliquer la fixité des franges dans le spath et la valeur constante de la rotation du plan de polarisation dans le quartz. La contradiction disparait si l'on applique la formule de Fresnel, sans se préoccuper des raisonnements qui ont servi à l'établir, aux deux ondes du spath séparément, ainsi qu'aux deux vibrations circulaires du quartz. Il y a donc là un point dont l'explication théorique n'est pas entièrement satisfaisante, et qui mérite d'appeler l'attention des mathématiciens.

SUR LES COURANTS D'ORIGINE MÉCANIQUE.

A M. le Directeur du Journal de Physique.

Dans une Note *Sur la conservation de l'énergie dans les courants électriques,* insérée dans ce Recueil ([1]), j'indiquais que l'intensité I d'un courant développé par la dépense de τ kilogrammètres par seconde dans un circuit de résistance totale R est représentée par la formule

$$(1) \qquad I = \sqrt{\frac{\tau}{R}}.$$

Quelques-unes des expériences de M. le professeur Rossetti ([2]), qui ont été faites sur une machine de Holtz de première espèce, et qui ont détruit bien des erreurs ayant cours sur ce sujet, semblent cependant en contradiction avec la formule (1). Veuillez me permettre d'examiner ici si cette contradiction n'est pas plus apparente que réelle.

La résistance R, qui figure dans la formule (1), est une résistance ordinaire, c'est-à-dire absolument indépendante de l'intensité du courant qui la traverse. Il n'en est pas de même de la résistance interne de l'électromoteur de Holtz : la dépense d'énergie effectuée par seconde, soit par le passage de l'électricité des peignes sur le verre, soit par la déperdition de celle-ci pendant son transport mécanique d'un peigne à l'autre à la surface du disque tournant, doit obéir à des lois complexes que l'expérience seule peut faire découvrir; tout ce qu'on peut dire *à priori,* c'est que cette dépense doit être une fonction $\varphi(I, v)$ de l'intensité du courant et de la vitesse de rotation. La formule générale, qui remplace la formule (1) pour une machine de Holtz contenant une résistance extérieure *ordinaire r*, serait

$$(2) \qquad \tau = \varphi(I, v) + RI^2,$$

formule qui ne peut être résolue par rapport à I que quand on connaît la fonction φ.

([1]) Février 1875, t. IV, p. 48.

([2]) *Nuovo Cimento,* 2e série, t. XII, et *Journal de Physique,* t. IV, p. 65.

M. Rossetti étudie d'abord le cas où la résistance interpolaire R est négligeable. Il établit de la manière la plus nette que dans ce cas l'intensité du courant est sensiblement proportionnelle à la vitesse de rotation et rigoureusement proportionnelle au travail moteur efficace que nous avons appelé τ. L'équation (2) se réduit donc dans ce cas à

$$\tau = m\mathrm{I}. \tag{2 bis}$$

On peut donc, comme le fait M. Rossetti, assimiler la dépense interne de l'électromoteur à l'effet d'une résistance, qui dès lors n'est plus indépendante de l'intensité du courant. On a en effet, en identifiant notre équation (1) avec l'équation (2 *bis*),

$$\mathrm{R} = \frac{m}{\mathrm{I}}; \tag{3}$$

ou bien $\mathrm{RI} = m$. Or il résulte des expériences de M. Rossetti que justement ce produit est constant. Comme l'auteur exprime ses résultats à l'aide de la formule de Ohm, RI représente pour lui la force électromotrice de la machine, et il énonce la loi suivante [1]: *Pour un état hygrométrique de l'air invariable, la force électromotrice est indépendante de la vitesse de rotation.* Ainsi, loin d'être en contradiction avec notre formule (1), ces expériences la confirment.

La deuxième série des recherches qui nous occupent se rapporte au cas où la résistance interpolaire, formée principalement par deux ou quatre tubes pleins d'eau distillée, est de grandeur comparable à la résistance interne de la machine. Des nombres fournis par l'auteur [2] se dégage une loi importante que je ne trouve pas énoncée dans les Mémoires originaux, et qu'il m'importe cependant d'établir ici : *Quand le disque tournant est soumis à l'action d'un même poids moteur et que l'on intercale diverses résistances interpolaires, la vitesse de rotation varie de telle sorte que le travail efficace dépensé par seconde demeure très-sensiblement invariable.* Ainsi, pour ne citer qu'une expérience, l'auteur trouve [2] qu'un poids moteur de $21^{kg},258$ donne au disque une

(1) Neuvième conclusion de l'extrait publié dans le *Journal de Physique*.
(2) Mémoire original, p. 180, et *Journal de Physique*, t. IV, p. 69.

vitesse de $4^t,72$ par seconde, quand il n'y a pas de résistance interpolaire; cette vitesse se réduit à $4^t,28$ avec une résistance de deux tubes pleins d'eau et à $4^t,05$ avec quatre tubes. Si l'on construit une courbe en prenant pour abscisses les vitesses de rotation et pour ordonnées les poids moteurs nécessaires pour produire les diverses vitesses quand la machine est inactive (¹), on trouve, à l'aide de cette courbe, que les poids efficaces disponibles dans les trois phases de l'expérience sont respectivement $9^{kg},238$, $10^{kg},858$ et $11^{kg},658$, et, par suite, les travaux efficaces sont proportionnels aux produits

$$4,72 \times 9,238 = 43,604,$$
$$4,28 \times 10,858 = 46,472,$$
$$4,05 \times 11,658 = 47,214.$$

Ces nombres ne diffèrent pas entre eux du vingtième de leur valeur moyenne, tandis que l'intensité du courant décroît dans cette expérience de 12,05 à 4,78. Toutes les expériences citées par l'auteur dans son Mémoire original obéissent à la même loi.

Le mode de production de l'énergie qui entretient le courant de la machine de Holtz diffère donc absolument de celui qui caractérise les piles : dans celles-ci l'énergie produite par unité d'électricité transportée est constante, et c'est pourquoi la loi de Ohm est applicable aux courants qu'elles produisent (²); dans celle-là, l'énergie dépensée par unité de temps est fixe, et la loi de Ohm est remplacée par les formules (1) et (2).

Ces considérations me paraissent suffisantes pour montrer que la loi de Ohm ne doit pas être employée dans le calcul des expériences de M. Rossetti. Malheureusement, celles-ci n'ont pas été dirigées de manière à permettre de démontrer expérimentalement que telle ou telle formule les représente d'une manière rigoureuse : par exemple, avant d'appliquer la loi de Ohm, il faudrait faire varier la résistance interpolaire dans des conditions telles que la résistance interne demeurât invariable, et vérifier que les rapports des résistances intercalées, obtenues à l'aide de la loi de

(¹) Mémoire original, p. 111, et *Journal de Physique*, t. IV, p. 67, on trouvera les nombres qui permettent de construire cette courbe.

(²) *Voir* l'article déjà cité *Sur la conservation de l'énergie dans les courants électriques*.

Ohm, ne diffèrent pas du rapport de ces résistances mesurées directement : je ne trouve nulle part, dans le Mémoire, des nombres permettant une vérification de ce genre. D'autre part, pour appliquer notre formule (2), il faudrait connaître, dans le cas général, la valeur de la fonction φ; M. Rossetti admet, sans démonstration, que la résistance interne de l'électromoteur de Holtz ne dépend que de la vitesse de rotation, non de l'intensité du courant. C'est ce qu'il importerait de vérifier par l'expérience; car, si l'on admet au contraire que la fonction φ demeure égale à $m\mathrm{I}$ dans le cas général, comme dans le cas où la résistance interpolaire est nulle, on obtient une formule

$$\tau = m\mathrm{I} + \mathrm{RI'}, \qquad (2\ ter)$$

d'où l'on déduit pour R des valeurs grossièrement constantes pour les expériences d'un même groupe, où la résistance interpolaire n'a pas varié.

On voit que la matière est loin d'être épuisée et qu'elle appelle de nouvelles études, même après les belles recherches de M. Rossetti. Celles-ci ont déjà jeté beaucoup de lumière sur une question à peine effleurée jusqu'à ce jour; il serait à désirer que cet habile physicien voulût bien les pousser plus loin.

Veuillez agréer, etc.

E. Bouty.

SUR LA COMBUSTION DES MÉLANGES DÉTONANTS;

Par M. NEYRENEUF.

La combustion d'un mélange détonant d'hydrogène et d'oxygène dans un tube cylindrique s'accompagne de mouvements vibratoires que l'on peut mettre en évidence par deux procédés. On peut opérer la combustion soit dans des tubes de verre *bien secs*, soit dans des tubes recouverts de paraffine. Dans le premier cas, la vapeur d'eau, en se condensant de préférence sur les portions les plus froides, laisse transparentes les parties que la flamme en vibrant a le plus fortement chauffées; la paraffine, en fondant, accuse, dans le second cas, la position de ces dernières parties.

1° Il est indispensable que la combustion du mélange ne soit pas trop rapide, et de plus, pour obtenir de beaux effets, on doit faire varier le mélange avec les dimensions du tube.

2° Avec une éprouvette de 3 centimètres de diamètre et de 20 centimètres de hauteur, bien sèche et remplie, par le procédé du transvasement de l'hydrogène, de 1 de ce gaz pour 1 d'air, les stries prennent l'apparence de feuilles de fougère. Avec des tubes de moindre diamètre, les effets sont plus réguliers, surtout s'il y a, par la détonation, son musical produit; on observe alors des stries fines perpendiculaires à l'axe du tube.

3° Quand les tubes sont très-longs, il n'y a plus qu'un bruissement, mais les stries très-espacées sont très-nettes.

Quelques nombres et les deux figures ci-jointes donneront une

Fig. 1.

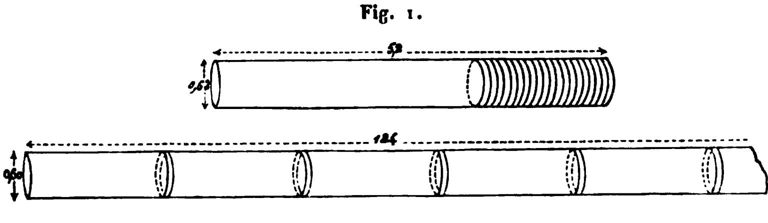


Fig. 2.

idée plus claire du phénomène; la *fig.* 1 se rapporte à l'expérience I, et la *fig.* 2 à l'expérience IV.

Numéros des expériences.	Mélange. Air.	Hydrogène.	Longueur.	Diamètre.	Distance des stries.	Son.
			c	c	c	
I.	1	1	5,2	0,63	0,086	très-pur
II.	1	2	21,5	2,15	0,18	très-pur
III.	1	19	24,0	1,25	0,26	très-pur
IV.	1	19	124,0	0,60	1,80	nul
V.	1	1	124,0	0,60	10,5	nul

4° On peut obtenir, en faisant varier la nature du mélange dans des tubes ne dépassant pas en longueur 30 centimètres, des apparences irrégulières correspondant à des sons discordants.

5° Si l'on enflamme le mélange par la méthode eudiométrique, les apparences ne se produisent plus.

6° Si les tubes sont ouverts aux deux bouts, les apparences sont les mêmes que lorsqu'une extrémité est fermée.

7° En faisant l'expérience avec le tube de 124 centimètres dans l'obscurité, on a l'apparence d'un tube de Geissler illuminé par un seul mouvement de l'interrupteur.

APPAREILS SCHÉMAS POUR L'EXPLICATION DES LOIS ET FORMULES DE L'OPTIQUE ÉLÉMENTAIRE (¹);

PAR M. C.-M. GARIEL,
Ingénieur des Ponts et Chaussées,
Agrégé de Physique à la Faculté de Médecine de Paris.

Quelque simples que soient les lois de la réflexion et de la réfraction ainsi que la discussion des diverses formules qui en découlent, il peut arriver qu'on éprouve un embarras réel à les faire comprendre lorsque les personnes auxquelles on s'adresse manquent complétement de connaissances mathématiques. Nous avons pensé qu'on arriverait à rendre les explications faciles en faisant usage d'appareils schématiques dans lesquels les rayons lumineux seraient représentés par des tiges liées entre elles de manière que le mouvement de l'une se transmît aux autres conformément aux lois de l'Optique.

Nous ne nous arrêterons pas aux appareils qui peuvent servir pour la loi de la réflexion : l'emploi des losanges articulés résout immédiatement la question.

Pour la loi de la réfraction nous nous sommes appuyé sur la remarque suivante :

Soient deux cercles concentriques (*fig.* 1) dont les rayons IE et IF sont liés par la relation $\frac{IF}{IE} = m$, m étant l'indice de réfraction de l'un des milieux dans lesquels se produit la réfraction par rapport à l'autre, et la surface de séparation des milieux XY passant par le

---

(¹) Ces appareils ont été présentés, en août 1874, au Congrès tenu à Lille par l'*Association française pour l'avancement des Sciences*. On trouvera dans les comptes rendus de cette session quelques renseignements plus détaillés et plus complets.

point I. Si l'on considère deux rayons AI et IB, tels que le prolongement du premier et le second coupent les circonférences IE et IF en deux points C et D, tels que la ligne CD soit parallèle à la normale ON au point d'incidence, ces deux rayons seront le rayon incident et le rayon réfracté correspondants. On aura, en effet,

$$\sin i = \frac{IG}{IC} \quad \text{et} \quad \sin r = \frac{IG}{ID}; \quad \text{d'où} \quad \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{ID}{IC} = m.$$

Pour réaliser pratiquement ces conditions, j'ai fait construire l'appareil suivant :

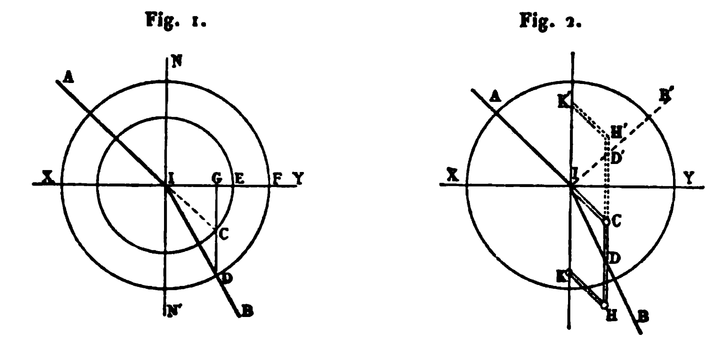


Fig. 1. Fig. 2.

Sur un tableau (*fig.* 2), la ligne XY marque la surface de séparation des deux milieux, et KK' la normale. Une règle noire AI, mobile autour du point I, est prolongée d'une certaine longueur en IC. Une réglette HK, égale à IC, peut tourner autour du point K sur la normale; enfin une règle à coulisse CH, dont la longueur est égale à IK, complète le parallélogramme ICHK, qui a un côté fixe. Une autre règle IB, mobile autour de I et représentant le rayon réfracté, porte un bouton D, qui se meut dans la coulisse CH; la position de ce bouton est déterminée par la condition que $\frac{ID}{IC} = m$, indice de réfraction. Il est facile de voir que les lignes IA et IB sont bien astreintes ainsi à la condition que nous avons exprimée précédemment. Cet appareil permet donc de montrer dans un cours ce que c'est que la loi de la réfraction (¹).

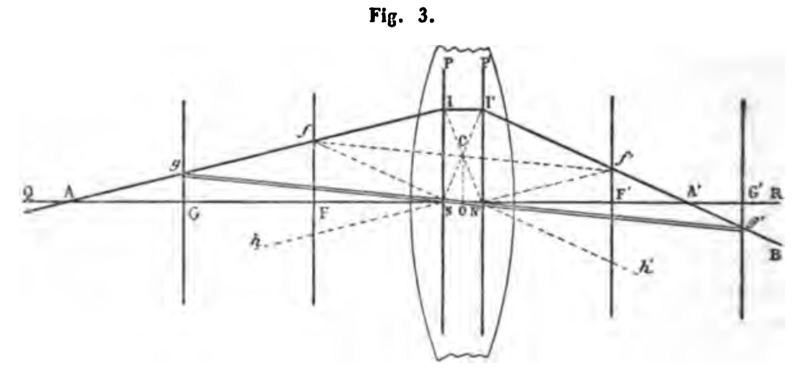
(¹) On peut employer le même appareil pour la loi de la réflexion : il suffit de reporter en K' l'extrémité K du parallélogramme articulé qui prend la position ICH'K', et de placer dans la coulisse C'H' un bouton D' fixé à la règle IB et tel que IC = ID'.

Ayant ainsi construit un appareil qui donnait rigoureusement la liaison entre le rayon incident et le rayon réfracté, nous avons pu appliquer la même idée à la représentation des phénomènes qui se produisent dans le passage d'un rayon homogène à travers un prisme ou dans la réfraction à travers une surface sphérique. Nous ne croyons pas devoir décrire ces appareils, bien qu'ils contiennent des détails assez importants au point de vue de l'enseignement, voulant nous borner à exposer le principe de ces instruments.

C'est en nous appuyant sur des remarques différentes que nous sommes arrivé à réaliser un appareil analogue au précédent, et propre à faciliter l'étude et la discussion des formules des lentilles. Nous nous occuperons seulement du cas d'une lentille convergente.

Soit une lentille dont NP, N'P' sont les plans principaux, et Ff, F'f' les plans focaux; soit un rayon incident AI qui coupe en f le

Fig. 3.



premier plan focal. Joignons fN; on sait que le rayon réfracté sera parallèle à fN; il coupera d'ailleurs le plan principal N'P' en I' à la même hauteur que le rayon incident; il est donc déterminé, c'est I'A'; mais on sait aussi que, f' étant le point où ce rayon réfracté coupe le second plan focal, si l'on joint f'N', cette ligne est parallèle au rayon incident AI. On voit alors que l'hexagone fII'f'N'N a ses côtés égaux et parallèles deux à deux, et qu'il a un centre en C, point d'intersection des diagonales. La ligne qui joint les points où les rayons incident et réfracté percent les plans focaux passe donc par un point fixe et y est divisée en deux parties égales. De plus, et dans les limites où l'on peut employer les constructions et les formules, la longueur ff' est sensiblement égale à la distance FF'. Si

donc on a une réglette dont la longueur soit égale à FF′ et qui soit mobile en son milieu autour du point C, et si l'on prend, d'autre part, deux règles AI et I′A′, mobiles respectivement autour de I et I′ et s'appuyant constamment sur la réglette ff', ces règles seront les rayons incident et réfracté correspondants.

Pour diverses raisons, il est plus commode d'employer une réglette gg', mobile autour du point O, milieu de NN′, et ayant une longueur égale à GG′, les points G et G′ étant tels que les distances FG et F′G′ soient égales à la distance focale. Avec la même approximation que précédemment, les rayons qui s'appuient sur les extrémités de cette réglette se correspondent. Ce mode de liaison se prête fort bien d'ailleurs à la démonstration *a posteriori* des formules classiques $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f'}$ ou $ll'=\varphi^2$. On remarquera que l'on tient compte de l'épaisseur de la lentille, mais qu'il serait très-facile de construire l'appareil pour le cas d'une lentille excessivement mince.

Nous passons sur divers détails qui ont leur utilité pour la démonstration dans un cours, aussi bien que sur un appareil basé sur la même construction, et qui représente le passage d'un rayon dans une lentille divergente; ce que nous avons dit suffit pour faire concevoir le parti que l'on peut tirer de ces appareils dans les cours élémentaires de Physique.

SUR LA DÉTERMINATION DE LA CAPACITÉ ÉLECTRIQUE DES CORPS, ET DU POUVOIR CONDENSANT, A L'AIDE DE L'ÉLECTROMÈTRE DE THOMSON;

PAR M. A. TERQUEM.

I.

L'électromètre de M. Thomson a été décrit dans les articles que M. Cornu a publiés dans les premiers numéros de ce journal ([1]), articles consacrés surtout à montrer toute l'importance du potentiel dans les théories relatives à l'électrostatique. Depuis cette époque,

---

([1]) *Sur les mesures électrostatiques*, t. I, p. 7, 87 et 241

M. Branly ([1]) a notablement simplifié la construction de cet appareil, et M. Angot ([2]) a montré le parti qu'on pouvait tirer de ce dernier pour la détermination de la capacité électrique des corps conducteurs.

L'électromètre de Thomson, tel que le construit actuellement M. Bourbouze, d'après les indications de M. Branly, se compose essentiellement des mêmes parties que l'électromètre primitif (*fig.* 1 et *fig.* 2) ([3]).


Fig. 1.



La partie fixe est formée de quatre secteurs séparés 1, 2, 3, 4, formant les quadrants d'un même cercle et réunis en croix les uns aux autres, 1 avec 4 et 2 avec 3, par l'intermédiaire des tiges qui les fixent à une plaque d'ébonite et à des fils de cuivre très-fins.

La partie mobile est formée par une lame d'aluminium en forme de 8, soutenue par son centre à l'aide d'un fil métallique (*fig.* 2). Ce fil, dont l'autre extrémité est fixe, arrête l'aiguille par la torsion qu'il subit, quand celle-ci est déviée, et sert en outre à la faire communiquer avec une source constante d'électricité ou un corps électrisé. L'aiguille d'aluminium et les secteurs sont enfermés dans une cage vitrée rectangulaire, dont la partie supérieure et les montants sont en ébonite. Le fil, comme dans toutes les balances de torsion, est renfermé dans un cylindre de verre qui soutient la

---

([1]) *Étude des phénomènes électrostatiques* (*Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. II, p. 201).

([2]) *Recherches expérimentales d'électricité statique* (*Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. III, p. 253).

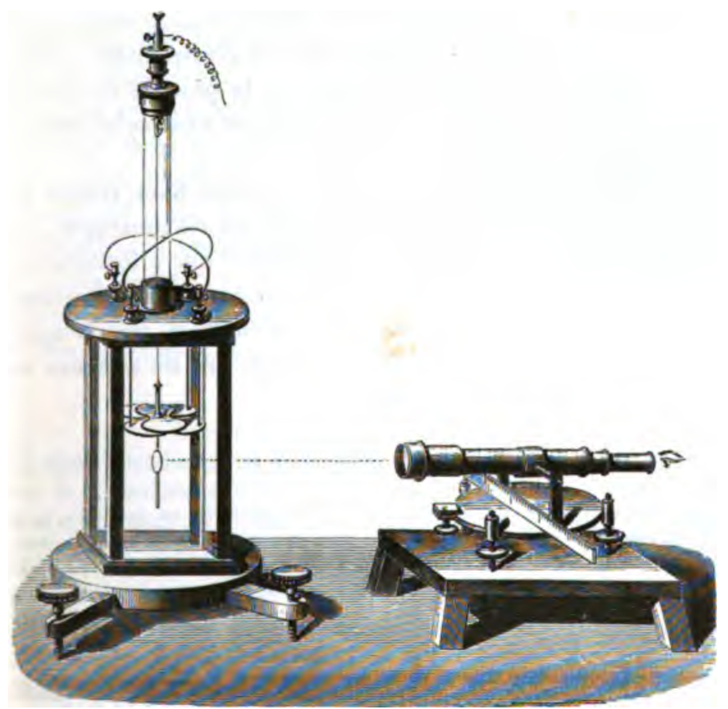
([3]) Les figures 1 et 2 sont tirées des *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*.

garniture métallique à laquelle il est fixé ; cette garniture est formée elle-même de deux parties tournant à frottement l'une dans l'autre pour le réglage de l'aiguille par rapport aux secteurs.

Comme source constante d'électricité, M. Thomson employait une machine de Holtz, munie d'un condensateur. M. Branly et après lui M. Angot ont employé dans le même but, comme l'avait déjà fait M. Hankel, une pile formée d'un grand nombre d'éléments, zinc-cuivre-eau ; ces éléments peuvent être de très-petites



Fig. 2.



dimensions, mais doivent être parfaitement isolés ; on fait communiquer un des pôles à la terre, et le pôle isolé communique à l'aiguille une charge constante.

Cette manière de charger l'électromètre est très-commode et convient toutes les fois qu'on ne cherche que des mesures comparatives, car la charge des secteurs varie toujours d'un jour à l'autre

avec l'état de la pile. L'électromètre de Thomson ([1]), au contraire, avec son condensateur, sa jauge et son *replenisher*, est beaucoup plus compliqué, mais donne toujours des indications rigoureusement comparables : à la même déviation correspond toujours la même force.

Les déviations de l'aiguille d'aluminium se déterminent par le procédé de Gauss à l'aide d'un miroir fixé sur une tige soudée au centre de cette aiguille et d'une mire horizontale à laquelle on adjoint une lunette. Enfin, pour arrêter rapidement les oscillations de l'aiguille, surtout celles qui sont irrégulières, on prolonge la tige qui porte le miroir par une tige de verre munie d'une sorte de palette en platine, qui plonge dans un vase rempli d'acide sulfurique.

Parmi les divers modes d'emploi de cet électromètre pour mesurer la capacité électrique des corps ([2]), le procédé de M. Angot paraît être le plus simple et le plus exact, et c'est celui sur lequel j'insisterai le plus particulièrement.

On commence par donner aux quatre secteurs fixes, réunis deux à deux en croix, des charges constantes et des signes contraires, en faisant communiquer chaque paire avec le pôle d'une pile parfaitement isolée et formée, par exemple, de 100 éléments, zinc-cuivre-eau ([3]). Si l'aiguille mobile est dans une position bien symétrique par rapport aux secteurs, elle ne bougera pas, que les secteurs soient ou non électrisés.

([1]) Une description détaillée en sera donnée dans un des prochains numéros de ce Journal.

([2]) On sait que, si sur un corps conducteur l'électricité est en équilibre, le potentiel de la couche superficielle que forme cette électricité sur un point intérieur est constant. Soit h la densité de cette couche sur un élément $d\sigma$ du corps, quand la quantité totale d'électricité est égale à 1. Sur un point situé à une distance ρ de cet élément le potentiel de la quantité d'électricité que ce dernier contient est $\frac{h\,d\sigma}{\rho}$, et le potentiel de la couche totale sur ce même point sera $\int \frac{h\,d\sigma}{\rho} = v$ avec $\int h\,d\sigma = 1$. h varie d'un point à l'autre, de telle sorte que v soit constant quel que soit le point intérieur choisi.

Si le corps contient une quantité Q d'électricité, h est remplacé par hQ, et l'on a $V = v\text{Q} = \text{Q}\int \frac{h\,d\sigma}{\rho}$. Cette intégrale $\int \frac{h\,d\sigma}{\rho}$ a une valeur constante qui ne dépend, pour un conducteur donné, que de sa forme et ses dimensions; l'inverse de cette quantité est ce que l'on a appelé *capacité électrique*.

([3]) On prend pour cela comme vases de petits flacons contenant de l'eau pure; on coule entre eux de la paraffine. En outre les flacons sont fermés par des bouchons recouverts de paraffine; de la sorte toute évaporation est impossible.

On prendra une seconde pile, composée comme la première, et dont un des pôles sera maintenu en communication permanente avec le sol. Soit V le potentiel du pôle isolé, qui est, comme l'on sait, constant et indépendant de la forme de ce pôle. Si l'on fait communiquer l'aiguille avec ce pôle à l'aide d'un fil long et fin, son potentiel intérieur deviendra égal à V au bout d'un temps très-court; elle contiendra une quantité Q d'électricité, et, si sa capacité électrique est E, on aura la relation fondamentale

$$(1) \qquad V = \frac{Q}{E}.$$

L'aiguille est déviée par l'action de l'électricité des secteurs sur celle qu'elle contient; si la déviation ne dépasse pas quelques degrés, ce qui est toujours réalisable, on peut admettre que l'action des secteurs reste constante et, par conséquent, se trouve mesurée par la torsion du fil, ou bien est proportionnelle à la déviation. On reconnaît, du reste, que la déviation, quand elle est petite, est proportionnelle à la charge de l'aiguille mobile, en faisant communiquer successivement celle-ci avec le pôle d'une pile formée d'un nombre variable d'éléments.

Si l'on désigne la déviation par δ_0, on aura

$$(2) \qquad Q = VE = K\delta_0.$$

Pour mesurer E, on charge, avec la même pile, une sphère de rayon R, réunissant celle-ci au pôle de la pile par un fil long et fin; elle se met au même niveau de potentiel V que ce pôle. On supprime la première communication, et l'on réunit la sphère de la même manière à l'aiguille de l'électromètre, préalablement remise à l'état naturel. Le potentiel commun à la sphère et à l'aiguille devient v, et la déviation observée δ_1.

Posons l'équation qui établit que la sphère perd autant d'électricité qu'en gagne l'aiguille. La capacité électrique d'une sphère de rayon R est, comme on le sait, R. On aura donc

$$(3) \qquad q = (V - v)R = vE = K\delta_1.$$

On déduit de là

$$(4) \qquad v = \frac{VR}{R+E} \quad \text{et} \quad vE = \frac{VRE}{R+E} = K\delta_1;$$

enfin, en divisant membre à membre les équations (2) et (4) l'une par l'autre, on aura

$$\frac{R}{R+E}=\frac{\delta_1}{\delta_0} \quad \text{et} \quad \frac{E}{R}=\frac{\delta_0-\delta_1}{\delta_1}.$$

Par cette méthode, M. Angot a trouvé pour la capacité électrique de l'aiguille de son électromètre le nombre $E=43$; c'est-à-dire que cette aiguille, mise en relation avec une source constante d'électricité à l'aide d'un fil long et fin, se chargerait comme le ferait une sphère dont le rayon serait égal à 43 centimètres.

Connaissant E, on pourra employer la même méthode pour mesurer la capacité électrique d'un corps quelconque.

1° On fait communiquer par un fil l'aiguille avec le pôle d'une pile, dont l'autre pôle est à terre (les secteurs sont toujours maintenus chargés par leur communication avec les deux pôles d'une pile isolée). On a, comme précédemment,

$$(5) \qquad VE=K\delta_0.$$

2° On charge avec la même pile le corps dont la capacité électrique est inconnue; on interrompt la communication et l'on réunit ce corps par un fil à l'aiguille ramenée à l'état neutre. On aura, si C est la capacité électrique du corps et v le potentiel commun au corps et à l'aiguille après le partage de l'électricité,

$$(V-v)C=vE=K\delta_2;$$

d'où l'on déduit

$$v=\frac{VC}{C+E} \quad \text{et} \quad vE=\frac{VCE}{E+C}=K\delta_2,$$

et enfin

$$\frac{C}{E}=\frac{C}{43}=\frac{\delta_2}{\delta_2-\delta_0}.$$

Comme vérification, on peut charger d'abord l'aiguille avec la pile, puis la faire communiquer par un fil avec le corps que l'on veut étudier, et qui soit d'abord à l'état neutre. On a dans ce cas :

1° Pour la charge primitive

$$(6) \qquad VE=K\delta_0;$$

2° Quand l'aiguille est mise en relation avec le conducteur de

capacité électrique C, v_1 étant le potentiel commun,

$$(V - v_1)E = v_1 C, \quad v_1 E = K\delta_3,$$

$$(7) \qquad v_1 = \frac{VE}{E + C}, \quad \frac{VE^2}{E + C} = K\delta_3,$$

et enfin, par la division de (7) par (6),

$$\frac{E}{E + C} = \frac{\delta_3}{\delta_0} \quad \text{et} \quad \frac{C}{E} = \frac{\delta_0 - \delta_3}{\delta_3};$$

d'où la vérification

$$\frac{\delta_2}{\delta_0 - \delta_2} = \frac{\delta_0 - \delta_3}{\delta_3} \quad \text{ou} \quad \delta_0 = \delta_2 + \delta_3.$$

M. Angot a cherché, par cette méthode, la capacité électrique de quelques corps après l'avoir déterminée par le calcul; il a eu à tenir compte d'une cause d'erreur difficile à éviter: c'est l'influence exercée par les parois de la salle où l'on opère sur le conducteur isolé et chargé [1], même placé à une grande distance de ces parois. Il a trouvé un accord constant entre la théorie et l'expérience.

Par exemple, pour deux sphères en contact, il a obtenu les résultats suivants :

Rayons de sphères.		Capacité électrique calculée.	Capacité électrique observée.
12,5	10,6	16,06	17
12,5	5,3	13,36	13,7
10,6	5,3	11,65	11,5
5,3	3,92	6,46	6,52

Cette méthode est plus exacte et plus simple que celle qu'on employait précédemment, et qui consistait à donner une charge constante à l'aiguille, à faire communiquer deux couples de secteurs avec le sol et les deux autres avec le corps à étudier; car, dans ce cas, les actions des secteurs sur l'aiguille ne sont plus symétriques, et des charges égales et de signes contraires ne produisent pas des déviations égales dans les deux sens : cet inconvénient est complétement évité dans la méthode employée par M. Angot.

(1) Cette influence est telle qu'une sphère de $0^m,10$ de rayon placée au milieu d'une salle de 10 mètres de côté a sa capacité accrue de $\frac{1}{98}$ par l'influence seule des murailles de la pièce. Pour une salle de 4 mètres de côté, la capacité serait trop grande de $\frac{1}{37}$.

NOTE SUR LA LUMIÈRE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ RARÉFIÉS;

PAR M. C. DAGUENET,
Professeur au lycée de Laval.

Les expériences de lumière électrique, faites au moyen de l'œuf électrique ou des tubes de Geissler, peuvent être reproduites complétement dans les cours au moyen d'un appareil qui a été employé parfois par les physiciens et qui a l'avantage de ne pas exiger, comme le premier, l'emploi d'une très-bonne machine pneumatique. Il permet d'ailleurs de montrer les modifications successives que l'étincelle subit lorsqu'on fait varier à la fois la distance des pôles et la tension des gaz.

On construit avec un tube de 1 mètre de long environ, à l'extrémité duquel est soudé un fil de platine, un baromètre qu'on retourne dans la cuvette profonde de la loi de Mariotte (il est bon, pour éviter la rentrée de l'air, de recouvrir l'extrémité d'un peu de cire à cacheter). L'un des pôles de la bobine de Ruhmkorff ou de la machine électrique communique avec le fil, l'autre plonge dans le mercure de la cuvette.

Dans le vide barométrique, l'étincelle, d'abord assez nette, devient diffuse quand on soulève le tube; on aperçoit la lumière blanchâtre de la vapeur de mercure. L'appareil est plus facile à construire que le baromètre double de Cavendish.

Pour montrer l'influence des gaz, on fait tomber au fond du tube une petite ampoule pleine de gaz et terminée par des pointes très-effilées; on remplit le tube de mercure au moyen d'un entonnoir effilé qui plonge jusqu'au fond du tube pour éviter les bulles d'air adhérentes aux parois. Lorsque le baromètre est retourné, un choc brise les pointes et la chambre contient une quantité de gaz aussi petite qu'on veut. En soulevant le tube, on fait varier l'aspect de l'étincelle par la diminution de pression et l'augmentation de distance des pôles.

Pour les vapeurs, on remplace les ampoules pleines de gaz par d'autres contenant du liquide; la difficulté d'introduire une quantité suffisamment petite de liquide disparaît si la partie supérieure du tube porte des boules; dans ce cas les expériences sont aussi plus brillantes.

Dans ces expériences, le jet de lumière est dévié par l'application du doigt sur le tube et l'intensité de la lumière augmente en face du point touché.

Si l'on supprime le fil qui plonge dans le mercure, l'influence du pôle supérieur remplit la chambre d'une lueur plus faible dont l'éclat augmente lorsqu'on applique le doigt sur le tube. Si on laisse le fil plongé dans le mercure et qu'on détache l'autre, la lumière apparaît difficilement.

On dévie facilement la gerbe lumineuse au moyen d'un aimant à l'extérieur du tube.

En introduisant dans la chambre barométrique, contenant un peu d'air, un aimant formé d'une portion d'aiguille à tricoter, lesté avec du platine et enfermé dans un tube de verre mince, on reproduit l'expérience de de la Rive. La rotation est plus sensible si le tube se termine par une ampoule au centre de laquelle un des pôles est maintenu, l'autre extrémité restant engagée dans le tube droit.

Ces expériences se font très-facilement avec une petite bobine et un ou deux éléments au bichromate de potasse.

Rob. THALÉN. — Redogörelse för en ny method att medelst magnetiska mätningar undersöka jernmalmfält, jemte anförande af några i sammanhang dermed anstälda experimenter (Note sur une nouvelle méthode employée pour la recherche des mines de fer à l'aide de mesures magnétiques, et relation de quelques expériences faites à ce sujet); *Öfversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar*, nº 2 et nº 8; Stockholm, 1874.

Les minerais de fer magnétique en Suède se rencontrent sous forme de grandes lentilles verticales, intercalées entre les couches, redressées et également verticales, des terrains anciens métamorphiques, et limitées généralement en longueur comme en profondeur. Il résulte de cette disposition même que souvent la masse métallifère n'a pas d'affleurement au jour; aussi la connaissance d'une notable partie des nouvelles mines exploitées en Suède a-t-elle été due à la facilité d'observer leur action sur l'aiguille aimantée, et la boussole y est devenue, pour les ingénieurs, un moyen usuel et puissant d'investigation.

M. Thalén a eu récemment l'idée de se servir de l'aiguille aimantée pour reconnaître non-seulement l'existence, mais aussi, dans une certaine mesure, la puissance, la direction générale et la profondeur au-dessous du sol de la masse de minerai. Le procédé mérite d'être signalé non-seulement à cause de sa simplicité et de son utilité pratique, mais aussi à cause de l'assimilation remarquable à laquelle il conduit entre l'action de la couche magnétique et celle d'un aimant unique convenablement orienté.

M. Thalén mesure l'intensité de l'action magnétique, ou plutôt de sa composante horizontale dans une série de points aussi rapprochés et aussi régulièrement espacés que possible au-dessus de la mine présumée. La mesure se fait avec une boussole de déclinaison et à l'aide d'un aimant mobile : on peut à volonté placer cet aimant dans une position fixe et invariable par rapport à l'aiguille, ou le retirer. Dans chaque lieu d'observation, on met d'abord l'aiguille au zéro, après avoir écarté l'aimant ; puis, après l'avoir rapproché, on lit l'angle de déviation. La mesure de l'intensité du magnétisme terrestre (y compris celui de la mine) peut s'en déduire facilement (1). Un certain nombre d'observations permet de tracer des lignes d'égale intensité, dites *lignes isodynamiques*.

L'étude de ces lignes les montre disposées en deux séries de courbes fermées, entourant plus ou moins régulièrement les deux points qui correspondent à la plus grande et à la plus petite déviation ; entre ces deux séries de lignes trouve place une ligne non fermée, qu'on peut nommer *ligne neutre*, et correspondant aux points où l'influence magnétique du minerai est nulle.

Les conclusions bien nettes auxquelles est déjà arrivé M. Thalén sont les suivantes : la ligne qui joint les deux points de maximum et de minimum ou méridienne magnétique de la mine donne la direction générale de la couche du minerai. L'intersection de cette ligne avec la ligne neutre indique le point où il est préférable d'entreprendre les recherches. Enfin la distance de ce dernier point à celui de la méridienne magnétique du lieu pour lequel la déviation est minimum donne la moitié de la distance du centre de la masse de minerai au sol. Ces deux derniers résultats ne sont applicables que si la profondeur du minerai au-dessous du sol est notable.

(1) *Journal de Physique théorique et appliquée*, année 1872, t. I, p. 349.

Nous nous contenterons d'indiquer brièvement la manière d'arriver à ces conclusions. Il est naturel de supposer que le minerai doit ses propriétés magnétiques à l'influence inductrice du magnétisme terrestre ; la masse du minerai devra donc présenter le caractère d'un aimant, orienté parallèlement à l'aiguille d'inclinaison, mais ayant son pôle austral en bas et son pôle boréal en haut. Lorsque l'aiguille d'une boussole est située du côté nord de la mine, l'influence du minerai contre-balance en partie celle du magnétisme terrestre, et la déviation produite par l'aimant qu'on fait intervenir sera un maximum ; du côté du pôle sud, les deux influences s'ajoutent, et la déviation de l'aimant sera minimum. Donc la direction générale de la masse du minerai est celle de la ligne qui joint les deux points de maximum et de minimum.

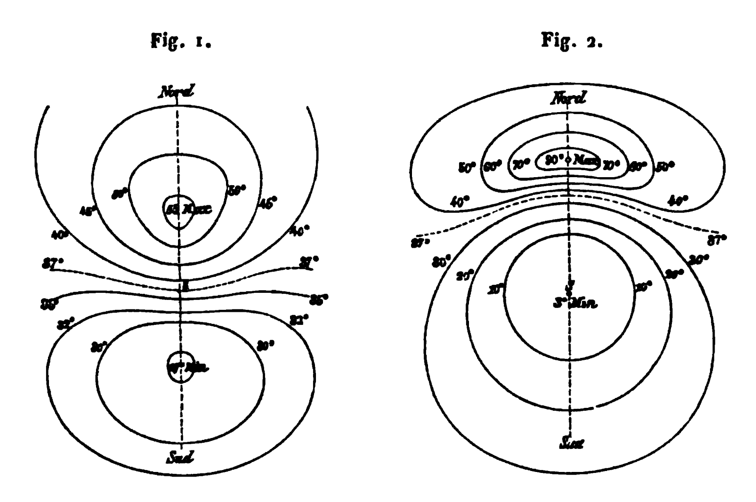


Fig. 1. Fig. 2.

Mais, de plus, si l'on refait l'expérience en petit, en substituant au minerai un aimant placé dans la direction que nous venons d'indiquer, ou, ce qui modifiera peu le résultat, un aimant placé verticalement, ayant son pôle boréal à la partie supérieure, on devra retrouver dans un plan situé au-dessus de cet aimant des lignes isodynamiques analogues à celles que la méthode indiquée a données sur le terrain. C'est ce qui arrive en effet, ainsi que le montrent les deux figures ci-jointes, obtenues en faisant varier la distance du bord supérieur de l'aimant au plan d'expérience, depuis 55 jusqu'à 375 millimètres. Les courbes obtenues présentent seulement une

régularité plus grande que celle des courbes données par une masse de minerai.

Dans le cas d'une distance un peu considérable (*fig.* 1), la verticale de l'aimant prolongée (S) passe au point de rencontre de la ligne neutre et de celle qui joint les deux points de maximum et de minimum; puisque l'on suppose que l'aimant représente en quelque sorte la concentration du minerai magnétique, la verticale de plus grande richesse passe au point de rencontre de la ligne neutre et de la méridienne magnétique de la mine.

Dans le cas où le minerai est très-voisin de la surface, le point de plus grande richesse serait, au contraire, au-dessous du point S de déviation minima (*fig.* 2); mais la forte attraction qui se manifestera alors en ce point ne pourra, dit M. Thalén, laisser place à aucun doute.

Revenons au cas où le minerai est éloigné de la surface, et supposons cette distance assez grande pour que la longueur de l'aimant que nous substituons fictivement au minerai soit négligeable vis-à-vis d'elle. Sur la méridienne magnétique de sa surface, ou du plan d'expérience, qui passe par le point S, la déviation sera minimum quand l'action de l'aimant, pour ramener l'aiguille suivant cette ligne, sera le plus grande possible (cette direction de la méridienne magnétique n'est choisie que pour éliminer l'influence du magnétisme terrestre). Soit $2l$ la longueur de l'aimant, z la distance de son pôle supérieur au plan horizontal, M une constante et x la distance du point cherché à l'origine. La boussole étant placée en ce point, la composante horizontale de l'action du pôle supérieur est $M\dfrac{x}{(x^2+z^2)^{\frac{3}{2}}}$; celle du pôle inférieur est $M\dfrac{-x}{[x^2+(z+2l)^2]^{\frac{3}{2}}}$; la résultante, qui est la somme de ces deux forces, s'obtiendra, avec une approximation suffisante pour la pratique, en prenant la différentielle (changée de signe) de la première expression, et y faisant $dz = 2l$. C'est donc $M\dfrac{6lxz}{(z^2+x^2)^{\frac{5}{2}}}$; et pour avoir le maximum de cette expression, en faisant abstraction du facteur constant $6lz$, il suffira de faire

$$\frac{x^2}{\frac{1}{2}} = \frac{z^2+x^2}{\frac{5}{2}} \quad \text{ou} \quad z^2 = 4x^2, \quad \text{ou enfin} \quad x = \frac{z}{2}.$$

Donc l'aimant qui peut représenter le minerai, ou le centre de la masse du minerai, se trouve au-dessous du sol à une profondeur double de la distance entre la méridienne magnétique du lieu où la déviation est moindre et la verticale de plus grande richesse.

Ces résultats ont été vérifiés par des études faites, conformément à la méthode indiquée, sur des mines déjà explorées; la concordance a été remarquable. De nouvelles études amèneront sans doute à les compléter, et surtout à remplacer par quelque notion plus précise cette distinction un peu vague de minerais rapprochés ou éloignés de la surface du sol; mais, tels qu'ils sont, ils peuvent déjà être d'une grande utilité aux explorateurs suédois, et nous semblent présenter au point de vue théorique un sérieux intérêt.

Marcel Bertrand,
Ingénieur des Mines.

Alfred-M. MAYER. — On a new method of investigating the composite nature of the electric discharge (Nouvelle méthode pour étudier la nature composée de l'étincelle électrique); *American Journal of Science and Arts*, vol. VIII; décembre 1874.

On prend une feuille de papier mince d'imprimerie, que l'on recouvre de noir de fumée par les procédés ordinaires, et que l'on découpe en disques d'environ 15 centimètres de diamètre. Quand on fait tourner un de ces disques autour de son centre à raison d'environ vingt tours par seconde, l'action centrifuge suffit pour le rendre parfaitement plan. On peut alors l'insérer entre les deux pointes ou les deux boules entre lesquelles part l'étincelle, même quand leur distance ne dépasse pas $\frac{3}{4}$ de millimètre.

Dans cette position, quand l'étincelle passe, elle perce le papier et y laisse une trace permanente de son caractère, de la durée totale de la décharge et de l'intervalle qui sépare les décharges partielles et les étincelles constituantes. Pour avoir la durée de rotation du disque, il suffit d'en approcher un diapason armé d'une pointe, et dont on connaisse exactement le nombre de vibrations. On fixe la figure en faisant flotter un instant le papier sur du vernis. Quand il est sec, on le centre sur un cercle divisé et, en pointant sur les trous des étincelles avec un microscope, on peut déterminer à $\frac{1}{10000}$ de seconde près l'intervalle de temps qui les sépare.

M. Mayer se propose d'étudier de la sorte l'étincelle de la bobine de Ruhmkorff, de la machine à frottement et de la machine de Holtz, avec ou sans condensateur, quand le courant produit ou non du travail. Dans son premier Mémoire, il ne cite que trois cas, comme exemple de la valeur de la méthode.

1° Décharge d'une grande bobine de Ruhmkorff entre deux pointes de platine distantes de 1 millimètre; pas de condensateur dans le circuit.

Dans ce cas, l'étincelle perce le papier sans agir sur le noir de fumée, de sorte qu'on ne voit bien les trous que par transparence. La décharge se compose de deux parties bien tranchées. Une première, durant environ $\frac{1}{23}$ de seconde, comprend trente-trois petits trous ronds dont l'intervalle décroît progressivement du premier au dernier, de façon à se réduire de la moitié de sa valeur primitive. Après cette première décharge en vient une autre, formant un grand nombre de trous très-rapprochés, qui dessinent sur le papier une ligne pointée. Cette seconde décharge ne dure que $\frac{1}{230}$ de seconde, et ne comprend pas moins de trente trous dont la distance moyenne est de $\frac{1}{8000}$ de seconde, tandis que l'intervalle moyen des premiers était de $\frac{1}{760}$ seulement. Dans la deuxième décharge, les étincelles ne sont pas non plus équidistantes, mais sont plus rapprochées au milieu qu'aux deux extrémités.

2° Mêmes circonstances que précédemment, mais on fait communiquer les deux pointes avec les armatures d'une bouteille de Leyde, de 242 centimètres carrés d'armature interne.

La décharge totale se compose de quatre-vingt-onze décharges partielles, entourées chacune d'un petit cercle dont le noir de fumée a été chassé. Chacune de ces décharges partielles comprend un, deux, trois ou quatre petits trous. La durée totale de la décharge est de $\frac{1}{24}$ de seconde. Au commencement l'intervalle moyen des décharges partielles est de $\frac{1}{666}$ de seconde, jusqu'à la dixième environ; puis l'intervalle se réduit rapidement jusqu'aux $\frac{4}{5}$ de la décharge totale, où il n'est plus que de $\frac{1}{6000}$ de seconde. Enfin dans le dernier cinquième, l'intervalle augmente de nouveau, les deux dernières décharges partielles étant à une distance de $\frac{1}{1000}$ de seconde.

3° Mêmes conditions que dans la deuxième expérience, en remplaçant les pointes par deux boules de laiton de 1 centimètre de diamètre, à une distance de 1 millimètre.

La décharge totale dure encore $\frac{1}{24}$ de seconde et présente les mêmes caractères que la précédente; mais les cercles de charbon chassés autour des décharges partielles sont plus grands : il n'y a plus que soixante-onze de ces décharges, et chacune d'elles est moins composée; tandis que dans l'expérience précédente il y avait en moyenne 1,73 étincelle par décharge partielle, il n'y en a plus maintenant que 1,34.

Je dois ajouter que j'ai vu moi-même les feuilles de M. Mayer; elles ont une très-grande netteté, et les résultats d'expériences faites dans les mêmes conditions ont une constance réellement remarquable, surtout pour un phénomène aussi complexe. L'appareil est très-simple à disposer, et c'est certainement une des expériences les plus élégantes que l'on puisse faire dans un cours pour montrer la nature composée de l'étincelle.

ALFRED ANGOT.

IL NUOVO CIMENTO.

TOMES XI ET XII; 1874 (FIN).

E. VILLARI. — Recherches sur les courants interrompus et intervertis, étudiés dans leurs effets thermiques et électrodynamiques, p. 63-109.

Lorsqu'un courant commence à circuler dans un fil, il se produit, avant que les lois de Ohm ne soient applicables, un état variable, pendant lequel la résistance du fil n'est pas nécessairement la même que lorsque l'état normal est atteint, et en fait, l'auteur a découvert que, toutes choses égales d'ailleurs, un fil de fer s'échauffait plus sous l'influence d'un courant interrompu que par un courant constant, et plus encore si l'on intervertissait à chaque interruption le sens du courant. Il étudie aujourd'hui de plus près ce phénomène, et mesure cette *résistance augmentée* du fer en posant en dérivation un fil de cuivre par lequel passe un courant dérivé d'autant plus intense que la résistance au fil de fer est plus grande. Il est évident qu'il n'obtient pas ainsi la résistance pendant l'état variable du commencement, lequel a une durée extrêmement courte, et que les mesures qu'il peut faire n'ont aucune valeur absolue et ne peu-

vent servir qu'à indiquer le sens du phénomène. La seule chose qu'on puisse leur demander pour éviter l'objection qu'elles comportent (l'emploi de moyens d'étude, relatifs à l'état constant, pour l'examen de ce qui se passe pendant l'état variable), c'est qu'elles présentent entre elles une certaine concordance lorsque, le nombre des interruptions et des interversions restant le même, on mesure les intensités dans les deux fils par deux moyens différents.

L'auteur emploie deux moyens. Le premier est la mesure de la chaleur développée dans les circuits. Les fils sont enfermés dans des sortes de thermomètres à long réservoir qui donnent leur température. Le second consiste dans l'emploi d'un électrodynamomètre, que l'auteur appelle *différentiel,* parce qu'on peut y faire passer, par deux circuits différents, deux courants séparés et opposés, qui produisent une déviation correspondant à la différence de leur action électrodynamique. Les résultats obtenus dans les deux cas sont tout à fait les mêmes, et concordent avec les résultats précédemment obtenus par l'auteur.

La *résistance augmentée* croît avec la grosseur du fil; elle croît aussi avec l'intensité du courant, mais jusqu'à une certaine limite. Elle croît encore avec la rapidité des interruptions et le nombre des inversions par seconde.

Cette augmentation paraît due simplement à un extra-courant magnéto-électrique inverse, qui retarde l'établissement régulier du courant de la pile. On l'obtient avec un fil de cuivre, où elle ne s'observe pas d'ordinaire, si l'on introduit ce fil de cuivre dans un tube de fer. L'auteur démontre, du reste, la présence de l'extra-courant dans ce dernier cas, et prouve qu'il est plus énergique avec les courants intervertis qu'avec les courants interrompus, mais toujours de même sens; enfin il fait voir que le courant induit par un courant dans un fil de fer est, toutes choses égales d'ailleurs, de tension plus faible que dans un fil de cuivre.

ANDREA NACCARI. — Sur quelques perfectionnements récemment apportés aux couples Grove et Bunsen, p. 110-120.

L'auteur arrive à la conclusion qu'aucun de ces perfectionnements n'est réel. Seule la substitution de l'eau régale à l'acide nitrique des éléments Bunsen aurait de l'utilité, n'étaient les gaz qui se dégagent d'un couple ainsi monté.

A. NACCARI ET BELLATI. — De la force électromotrice des métaux plongés dans l'acide chromique, p. 120-131.

Le métal le meilleur est le zinc amalgamé.

GUIDO GRASSI. — Sur la balance à réflexion, p. 195-200 et 217-248.

Le fléau d'une balance porte, au-dessus du couteau, un petit miroir plan perpendiculaire à la longueur du fléau, et dont l'auteur se sert pour mesurer l'amplitude des oscillations de la balance, et par suite, suivant une méthode connue, la position d'équilibre.

A. NACCARI. — Nouveau moyen pour mesurer la force électromotrice et la résistance d'un couple électrique, p. 249-265.

Le principe de la méthode, qui paraît donner de bons résultats et être assez pratique, est le suivant : A un moment donné on interrompt le circuit dont fait partie le couple en activité, et l'on introduit ce couple dans l'appareil à compensation de la méthode de Poggendorff, où il reste un temps très-court. On remet alors le couple dans son circuit primitif. Au moyen d'un certain nombre de ces commutations successives, on arrive à atteindre une compensa tion parfaite, ce qui donne la force électromotrice du couple étudié.

PINCHERLI. — Sur les surfaces capillaires, p. 19-65.

Revue synthétique de la question, où l'auteur apporte comme élément nouveau l'étude de la surface capillaire d'un liquide qui se relève le long d'une lame de verre qu'on y tient plongée. Il projette sur une feuille de papier l'image agrandie de la courbe méridienne, la mesure, et en conclut, pour la constante $\frac{a^2}{2}$ qui représente la tension superficielle, des valeurs qui paraissent un peu trop faibles, ce qui est toujours le cas lorsque la surface capillaire qui sert à l'obtenir reste exposée longtemps au contact de l'air.

A. PACINOTTI. — Description d'un peloton électromagnétique, et de quelques essais pour l'utiliser dans la construction des machines électromagnétiques, p. 140-148.

L'auteur, qui a le premier construit, en 1860, l'électro-aimant transversal dont M. Gramme a fait depuis un si bon usage, décrit aujourd'hui une nouvelle forme de l'électro-aimant, qu'il appelle *peloton,* parce qu'il est à l'électro-aimant ordinaire ce qu'une pelote de coton est à du coton embobiné. Les effets qu'il obtient en l'appliquant à la construction d'une machine sont assez intenses :

ainsi, avec un appareil imparfait et construit en partie en bois, il produit 14 centimètres cubes d'hydrogène par minute, dans la décompositien des raies, et peut fondre un fil de fer de $\frac{1}{4}$ de millimètre de diamètre et de 20 centimètres de longueur.

E. VILLARI. — Description d'un commutateur automatique à mercure, t. XI, p. 266-271.

G. POTONI. — Sur la distribution des courants voltaïques sur certains corps de forme déterminée, t. XI, p. 271-284, et t. XII, p. 9-17.

E. BETTI. — Théorème sur le potentiel, t. XII, p. 75-79.

F. KELLER. — Études analytiques sur l'électrostatique, t. XII, p. 79-88, 166-176 et 238-250.

FELICI. — Sur un nouvel interrupteur, et sur son emploi dans quelques expériences d'induction, t. XII, p. 115 et 140.

E. BELTRAMI. — Sur le potentiel mutuel de deux systèmes rigides, et en particulier sur le potentiel élémentaire électrodynamique, t. XII, p. 149-166.

Ces derniers travaux ne nous ont pas paru susceptibles d'une analyse succincte.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome IV. — Mars 1875.

D. Gernez. — *Recherches sur l'ébullition*, p. 335.

Des Cloizeaux. — *Note sur la forme cristalline et sur les propriétés optiques de la durangite*, p. 401.

Croullebois. — *Mémoire sur les interférences des rayons elliptiques*, p. 406.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIX. — Avril 1875.

J. Rand Capron. — *Sur la comparaison de divers spectres avec le spectre de l'aurore*, p. 249.

Frédérick Guthrie. — *Sur des solutions salines et sur l'eau qui se trouve fixée*, p. 266.

Friedrich Weber. — *Chaleur spécifique du carbone, du bore et du silicium.* — Première Partie : *Chaleur spécifique de ces éléments à différentes températures*, p. 276.

Charles Tomlinson. — *Action qu'exercent les corps solides pour mettre en liberté les gaz dissous*, p. 302.

Lord Rayleigh. — *Travail gagné pendant le mélange des gaz*, p. 311.

NOTE SUR LA PRESSION DE L'ÉLECTRICITÉ ET SUR L'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE;

PAR M. BLAVIER.

Pression électrique. — L'électricité libre à la surface d'un corps conducteur exerce contre l'air, ou la substance isolante qui entoure le corps, une pression qui peut être évaluée en unités de force.

Dans quelques traités d'électricité, on donne, pour l'expression de cette pression rapportée à l'unité de surface, $4\pi\rho^2$, ρ étant la densité de l'électricité, ou l'épaisseur de la couche électrique. Cette formule est inexacte : la véritable valeur de la pression, en fonction de l'unité absolue de force, est $2\pi\rho^2$ (1).

Pour trouver la pression, on considère un petit élément de surface ω sur lequel se trouve une couche électrique $\omega\rho$; la force qui agirait sur l'unité de quantité d'électricité concentrée en un point quelconque de l'espace est due à l'action de l'élément ω et à la résultante des forces produites par toutes les autres masses électriques du champ. Lorsque le point considéré est situé à une distance infiniment petite de la surface, l'action de l'élément ω, qu'on peut considérer comme un petit plan recouvert d'une couche d'épaisseur uniforme ρ, est $+ 2\pi\rho$, si le point est à l'extérieur du corps conducteur, et $- 2\pi\rho$, s'il est à l'intérieur (2).

Dans le second cas, la force due à l'élément ω fait équilibre à la résultante des actions développées par les autres masses, résultante qui est, par conséquent, égale à $+ 2\pi\rho$; dans le premier, elle s'ajoute à cette résultante et la force totale est $4\pi\rho$.

La force qui agit sur l'unité de masse électrique passe donc de o à $4\pi\rho$ pour un point qui traverse la couche électrique, mais l'accroissement n'a lieu que progressivement, car l'épaisseur de la couche, bien que plus petite que toute quantité mesurable, n'est pas *infiniment petite* dans le sens mathématique du mot.

On obtient l'expression $4\pi\rho^2$ de la pression en appliquant la force $4\pi\rho$ à la masse électrique $\omega\rho$ de l'élément, ce qui donne $4\pi\rho^2\omega$ ou $4\pi\rho^2$ par unité de surface; mais c'est à tort, car la force $4\pi\rho$ n'est pas constante dans toute l'étendue de la couche. Pour avoir la force à laquelle est soumise la masse $\rho\omega$, il faut

(1) C'est cette dernière expression qu'on trouve dans les Mémoires de M. Thomson.

(2) *Voir* l'article de M. Cornu, *Sur les mesures électrostatiques* [*Journal de Physique*, année 1872 (note de la page 88)].

prendre la résultante des actions de tout le système, moins l'élément ω, sur l'unité de masse concentrée au point où se trouve ce dernier, et multiplier cette résultante, $2\pi\rho$, par la masse électrique $\rho\omega$, ce qui donne $2\pi\rho^2\omega$, ou $2\pi\rho^2$ pour la pression qui correspond à l'unité de surface.

Évaluation de la pression. — Lorsque la densité ρ est uniforme, ce qui a lieu pour les sphères électrisées, ou les condensateurs à surfaces parallèles planes ou cylindriques quand on ne tient pas compte de l'accroissement de densité sur les bords, sa valeur se déduit facilement du potentiel de la charge.

Ainsi, pour une sphère de rayon r électrisée par une source électrique dont le potentiel est V, la capacité électrostatique de la sphère étant r, la charge est Vr, et la densité ρ, égale au rapport de la charge à la surface totale, est

$$\rho = \frac{V}{4\pi r}.$$

La pression P par unité de surface $P = 2\pi\rho^2$ devient $P = \frac{V^2}{8\pi r^2}$.

D'après les expériences de M. Thomson, le potentiel d'un élément Daniell a pour valeur, en unités absolues, le nombre 0,00374, en prenant pour unités fondamentales de temps, de longueur et de masse : la seconde, le centimètre et la masse de 1 centimètre cube d'eau. La valeur de ce potentiel est 0,000374, si l'on adopte le mètre pour unité de longueur.

Le potentiel que peut développer une machine électrique ordinaire dépend de sa forme, de la force mise en jeu, de l'isolement plus ou moins grand de ses conducteurs, et enfin de l'état hygrométrique de l'air. Les bonnes machines électriques des cabinets de Physique, d'après les expériences faites par M. Thomson, développent un potentiel à peu près égal à celui d'une pile qui serait composée de 80 000 éléments Daniell, et qui peut par conséquent être évalué à 29,92 ou 30 unités [1]. Deux petites sphères

[1] L'unité de masse électrique est celle qui repousserait une masse égale située à l'unité de distance (1 mètre) avec l'unité absolue de force; l'unité de capacité électrostatique est celle d'une sphère de rayon égal à l'unité de longueur; l'unité de potentiel est celui d'une sphère de rayon égal à l'unité, sur laquelle serait répandue l'unité de masse électrique; quant à l'unité absolue de force, c'est celle qui, appliquée à une masse de 1 centimètre cube d'eau, lui communiquerait au bout d'une seconde une vitesse égale à 1 mètre par seconde; elle est égale à $\frac{1^{gr}}{g}$ ou $0^{gr},10194$.

de 1 centimètre de diamètre, électrisées à ce potentiel et distantes de 1 décimètre, se repousseraient avec une force d'environ $0^{gr},22$.

La pression électrique à la surface d'une sphère en communication avec une machine qui développerait ce potentiel sera donc $\frac{900}{8\pi r^2}$ par mètre carré, ou $\frac{0,09}{8\pi r^2}$ par centimètre carré.

Pour une sphère de 2 centimètres de diamètre, cette pression serait égale à 36 unités absolues de force, ou à $3^{gr},6$. Elle produirait, à la surface, une diminution de la pression atmosphérique de $3^{gr},6$ par centimètre carré, ou de $2^{mm},6$ de hauteur barométrique. Si la sphère était une bulle de savon électrisée, son diamètre s'augmenterait jusqu'à ce qu'un nouvel équilibre s'établisse entre la pression intérieure et entre la pression de l'air diminuée de la pression électrique et les forces moléculaires.

La pression électrique ferait équilibre à la pression atmosphérique pour une petite sphère, dont le rayon r serait tel que $\frac{0,09}{8\pi r^2} = 10000$, ou dont le rayon serait égal à $\frac{6}{10}$ de millimètre.

Concevons encore deux plaques métalliques séparées par une lame de verre d'épaisseur d, dont l'une communique avec la terre et l'autre avec une source électrique au potentiel V.

La densité est la même sur les deux surfaces en présence, et a pour valeur

$$\rho = \frac{V \times c}{4\pi d},$$

c étant le pouvoir inducteur spécifique du verre, qui est égal à 1,80.

La pression P qu'exerce le fluide contre la surface du verre est

$$P = \frac{V^2 c^2}{8\pi d^2}.$$

Si $V = 30$, et si le verre a 2 millimètres d'épaisseur, on trouve pour la valeur de P, par centimètre carré, $P = 293^{gr}$: c'est la pression à laquelle la lame de verre est soumise de chaque côté, en sus de celle de 1 kilogramme due à la pression atmosphérique.

Évaluation de l'énergie d'une batterie électrique. — Un condensateur électrisé contient une certaine quantité d'énergie qui, à l'état latent ou potentiel tant que l'équilibre subsiste, se trans-

forme en travail, en force vive ou en chaleur, lorsque l'électricité passe d'une armature à l'autre. On peut exprimer cette énergie en unités ordinaires de travail (kilogrammètres), ou de chaleur (calories).

Si Q représente la charge de l'armature intérieure du condensateur, S sa capacité électrostatique et V le potentiel de la charge, et si ces trois grandeurs sont exprimées en unités électrostatiques absolues, l'énergie E de la batterie a pour valeur, en unités absolues de travail, $E = \frac{1}{2} VQ$, qu'on peut mettre sous la forme $E = \frac{1}{2} V^2 S$, ou encore $E = \frac{1}{2}\frac{Q^2}{S}$ (1).

Lorsqu'on prend pour unités fondamentales le mètre, la masse du gramme et la seconde, l'unité absolue de travail est égale à 1 kilogrammètre divisé par 1000 g, g étant l'intensité de la pesanteur; elle est équivalente à une calorie divisée par 4 168 800, en adoptant 425 pour l'équivalent mécanique de la chaleur.

La capacité S d'une bouteille de Leyde qu'on peut considérer comme formée de deux cylindres concentriques situés à une très-petite distance l'une de l'autre est, en négligeant l'accroissement de densité sur les bords, $\frac{A \times c}{4\pi d}$, A étant la surface totale de chaque armature, d leur distance et c le pouvoir spécifique inducteur de la matière qui les sépare.

Supposons une batterie électrique formée de n jarres ayant chacune une hauteur a et un diamètre b, on aura

$$A = n\pi ab \quad \text{et} \quad S = \frac{nab \times c}{4d}.$$

L'énergie de la batterie en kilogrammètres est donc

$$E = \frac{V^2 nab \times c}{8d} \times \frac{1}{1000\,g},$$

et en calories

$$E_1 = \frac{V^2 nab \times c}{8d} \times \frac{1}{4168800}.$$

(1) *Théorie de la Chaleur* de Verdet. Nous n'avons trouvé que dans le Traité de Physique de MM. Boutan et d'Almeida (4e édition, 1874) l'évaluation de l'énergie d'une batterie en unités usuelles; mais ils ont pris un nombre trop faible pour le potentiel de la machine : c'est ce qui nous a engagé à donner ce calcul.

En admettant 2 millimètres pour l'épaisseur du verre qui sépare les armatures et 1,80 pour le pouvoir inducteur spécifique c,

$$E = 0^{kgm},0115 \times V^2 nab,$$
$$E_1 = 1^{cal} \times \frac{V^2 nab}{37053}.$$

Si la batterie est chargée avec une forte machine électrique développant un potentiel égal à 30 unités électrostatiques, on a, en posant $V = 30$ dans les formules précédentes,

$$E = 10^{kgm},35 \times nab,$$
$$E_1 = 0^{cal},0243 \times nab.$$

Pour une seule bouteille de Leyde, de 40 centimètres de hauteur et de 12 centimètres de diamètre,

$$E = 0^{kgm},4968,$$
$$E_1 = 0^{cal},001207.$$

Si la batterie comprend dix bouteilles semblables,

$$E = 4^{kgr},968,$$
$$E_1 = 0^{cal},01207.$$

Pour charger complétement la batterie, il faut donc dépenser, en plus des frottements et des pertes de force vive dues à l'imperfection des machines, une quantité de travail égale à 4,96 ou 5 kilogrammètres, c'est-à-dire correspondant à l'élévation de 1 kilogramme à 5 mètres de hauteur.

Quand on décharge la batterie, il se développe une quantité d'énergie égale à 5 kilogrammètres, dont l'effet est le même que le choc d'une masse dure pesant 1 kilogramme, qui tomberait de 5 mètres de hauteur. On ne doit donc pas s'étonner de son action foudroyante sur le système nerveux.

Si la décharge a lieu par l'intermédiaire d'un fil très-résistant, l'énergie se transforme à peu près complétement en chaleur, qui est absorbée par le fil et l'échauffe. Cette quantité de chaleur, égale à $0^{cal},01207$, élèverait 1 gramme d'eau de $12^{\circ},07$ C. et 1 gramme de fer de 106 degrés.

Si le conducteur est un petit fil de fer de $\frac{2}{10}$ de millimètre de diamètre et de 1 mètre de longueur, dont le poids est $0^{gr},25$, il sera

élevé à une température de 414 degrés. Le fer fondant à 1500 degrés, on aura la longueur l du fil qui serait fondu par la décharge, en posant $\frac{414}{l} = 1500$, d'où $l = 0^{m},27$.

SUR QUELQUES EXPÉRIENCES DE RÉFRACTION CONIQUE;

PAR M. NODOT,

Préparateur de Physique à la Faculté de Dijon.

Jusqu'ici ce sont surtout les cristaux d'arragonite qui ont servi à manifester les phénomènes de la réfraction conique. La rareté de cristaux un peu épais de cette substance a poussé plusieurs physiciens à améliorer le système optique par lequel on agrandit l'angle du cône extérieur propre à ce genre de phénomènes; mais une voie restait ouverte, à savoir la recherche de cristaux naturels ou artificiels capables de rivaliser, par l'énergie spécifique, l'épaisseur et la limpidité, avec l'arragonite. A en juger par les valeurs des trois indices propres à de nombreux cristaux biaxes, l'arragonite serait le minéral le plus favorable; mais les espèces chimiques sont si nombreuses qu'on devait espérer y rencontrer des cristaux qui lui fussent supérieurs sous ce rapport.

C'est ce qui m'est arrivé. Je remplace avantageusement, dans les appareils de la réfraction conique, l'arragonite par une des trois substances suivantes, dont on trouve aisément dans le commerce des cristaux épais et limpides : le sucre, le bichromate de potasse et l'acide tartrique. La taille des deux premiers ne réclame aucun tâtonnement, car une face naturelle pour le sucre et une face de clivage pour le bichromate se trouvent être normales à l'un des axes optiques. Pour l'acide tartrique, il n'en est pas de même, et il faut chercher par tâtonnement la direction des faces à travers lesquelles on verra l'un des axes. On y arrive assez vite en se guidant par l'emploi du microscope d'Amici, et l'on est récompensé de sa peine par l'énergie des cristaux, qui, à épaisseur égale, donnent, dans le même appareil, un cône deux fois plus ouvert qu'avec l'arragonite.

SUR L'ÉCOULEMENT DES LIQUIDES;

PAR M. ISARN,
Professeur au lycée de Clermont-Ferrand.

Le phénomène de la contraction de la veine liquide est peu connu dans ses causes; il est probable qu'il doit en avoir plusieurs, mais il en est une dont le rôle, même depuis les travaux de M. Dupré, est plutôt soupçonné que démontré : je veux parler de la tension superficielle agissant comme un anneau élastique entourant le jet au point où il abandonne le vase. Si cette tension agit réellement de la sorte, ses variations devront influencer la dépense, laquelle, toutes choses égales d'ailleurs, dépendra, par conséquent, de la nature du liquide. Or, il y a déjà longtemps, Girard (*Mémoires de l'Académie*, t. I, 1816) a constaté que l'alcool coule plus rapidement que l'eau à travers les orifices en mince paroi, et M. Duclaux, dans un travail sur la tension superficielle des liquides (*Annales de Chimie et de Physique*, décembre 1870), a vérifié le fait en passant.

Je me suis tout d'abord appliqué moi-même, par de nombreuses expériences faites dans des conditions variées, à mettre la chose hors de doute. Je me suis servi simplement pour cela d'un vase de zinc, muni latéralement d'un tube de verre indicateur du niveau et percé inférieurement d'un large trou sur lequel je mastiquais des plaques de laiton, percées d'orifices en mince paroi. J'ai mesuré le temps, faute de mieux, par les tic-tac d'une bonne montre qui en faisait 150 à la minute, et que je tenais collée à mon oreille, pendant que je suivais de l'œil l'abaissement du niveau dans le tube d'un trait supérieur à un trait inférieur. On arrive ainsi, assez facilement, à retrouver à un tic-tac près le même temps pour l'écoulement du même liquide recommencé plusieurs fois dans les mêmes conditions, et par conséquent à ne pas se tromper d'une demi-seconde. Je me contenterai d'indiquer ici un seul des résultats obtenus. Avec un orifice de $0^{mm},8$ de diamètre et un niveau variant de $11^{c},8$ à 9 centimètres, l'eau pure s'est écoulée dans un temps égal à.............................. 290 secondes.

Et l'alcool à 87 degrés alcoométriques........ 270 »

Le calcul montre qu'avec un niveau *constant*, mesuré, en général, par l'expression $\left(\frac{\sqrt{h}+\sqrt{h'}}{2}\right)^2$ et, en particulier, dans ce cas-ci, par $10^c,3$, on obtiendrait la même dépense théorique qu'avec un niveau variant entre les limites indiquées. Cette dépense théorique, dans le cas actuel, est de $0^{lit},207$ pour le temps 290 secondes et $0^{lit},193$ pour le temps 270 secondes; la quantité de liquide sortie réellement dans les deux cas est de $0^{lit},141$.

Ainsi, en 290 secondes, il aurait dû couler, d'après la loi de Torricelli.................................. $0^{lit},207$ d'eau.

Il a coulé en réalité..................... $0^{lit},141$ »

En 270 secondes, il aurait dû couler de même. $0^{lit},193$ d'alcool.

Il a coulé.......................... $0^{lit},141$ »

Ce qui donne pour le coefficient de contraction relatif à l'eau.. 0,69

Et à l'alcool................................ 0,73

J'ai pu déterminer de la sorte les coefficients de contraction relatifs à des mélanges alcooliques de concentration graduellement croissante et à d'autres liquides ayant une faible tension.

Pour démontrer maintenant que la cause du phénomène est (en partie du moins) superficielle, je me suis servi d'un moyen analogue à celui que M. Duclaux a employé pour faire voir que la tension superficielle agit sur la formation des gouttes, moyen qui consiste à faire écouler lentement de l'eau, en présence de vapeurs d'une substance à tension faible qui, en se dissolvant dans la couche extérieure de la goutte qui se forme, en diminue la tension et, par suite, le poids de la goutte elle-même. J'ai seulement installé mon appareil de manière à pouvoir chauffer la substance active et à lui donner ainsi une tension de vapeur plus considérable. Voici l'un des résultats obtenus :

Eau pure coulant librement................ 288 secondes.

Eau pure coulant en présence d'alcool à 87 degrés, chauffé à 50 degrés................ 283 «

Or cette eau, qui s'est ainsi alcoolisée par son passage dans la vapeur d'alcool, remise dans l'appareil et coulant à l'air libre, emploie pour couler le même temps que l'eau pure, à un tic-tac près, et elle ne renferme d'ailleurs que $0^{lit},14$ pour 100 d'alcool. La proportion d'alcool dissous est donc véritablement insignifiante,

et cependant l'effet produit sur la vitesse d'écoulement est considérable et sensiblement le même que celui qu'on observerait en faisant couler, au lieu d'eau pure, de l'eau alcoolisée à 3 pour 100; la cause du phénomène est donc superficielle. J'ai répété des expériences analogues avec d'autres substances volatiles à tension superficielle très-faible, telles que l'éther, le camphre, etc., et j'ai obtenu des résultats pareils, bien plus marqués même dans le cas de l'éther.

On peut donner de ce fait une autre démonstration, en produisant la variation de tension superficielle par l'action de l'électrolyse : si, comme dans les expériences de M. Lippmann (*Journal de Physique*, t. III, p. 41), on fait couler une veine de mercure par un tube étroit qui plonge dans de l'eau acidulée communiquant elle-même avec un des pôles d'une pile, tandis que le mercure renfermé dans le tube est mis en communication avec l'autre pôle, on peut, pour une pression convenable, l'écoulement étant nul dans les conditions normales, arriver à l'obtenir soit par gouttes, soit avec portion limpide, lorsque le courant passe de manière que la veine soit positive; en rompant alors le circuit, l'écoulement cesse comme si l'on fermait un robinet. Il est en outre facile de constater que, si le liquide coulait déjà avec portion limpide, cette portion s'allonge brusquement au moment où la veine devient positive; enfin, si, au moyen d'un commutateur, on rend la veine négative, les phénomènes se produisent d'une façon inverse, c'est-à-dire que la portion limpide se raccourcit successivement dans le passage de + à zéro et de zéro à —; et l'on peut avoir de la sorte écoulement continu, si la veine est positive, écoulement par gouttes lorsqu'elle est à l'état neutre, et cessation complète de l'écoulement lorsqu'elle devient négative. Or les variations de la dépression dans les tubes capillaires, dans des circonstances pareilles, prouvent que le mercure positif, c'est-à-dire oxydé superficiellement, possède une tension superficielle plus faible, et que cette tension revient à sa valeur normale quand le métal est désoxydé. Je l'ai démontré encore, d'ailleurs, en constatant l'enfoncement et le relèvement d'un aréomètre plongé dans le mercure, lorsque la surface de celui-ci, recouverte d'une couche d'eau acidulée, est rendue successivement positive et négative par le passage d'un courant.

Pour étudier l'influence sur la dépense, j'ai répété ces expé-

riences en produisant l'écoulement au travers d'orifices très-fins, percés en mince paroi dans des lames de platine; je n'ai fait encore que très-peu de déterminations numériques, et, quoiqu'il ne m'ait pas encore été permis de me placer dans des conditions de précision suffisantes, l'influence dont je parle est parfaitement certaine. Dans une de mes opérations, les temps d'écoulement se sont trouvés dans le rapport de $\frac{263}{232}$.

L'influence de la tension superficielle sur la contraction de la veine ne saurait donc être l'objet du moindre doute; mais les faits que j'ai cités en dernier lieu paraissent indiquer, en outre, que la tension superficielle du liquide a aussi une influence marquée sur la longueur de la partie continue de la veine. La chose n'est pas sans intérêt; car, si la nature de la partie trouble est bien établie depuis les belles expériences de Savart, je crois pouvoir dire qu'il n'en est point de même de la partie limpide avec le ventre qui la suit: un grand nombre d'expérimentateurs habiles l'ont étudiée par les procédés les plus minutieux et les plus variés, et la question, cependant, me paraît loin d'être encore résolue aujourd'hui.

DE L'ÉLECTRO-AIMANT HUGHES ET DE QUELQUES-UNES DE SES APPLICATIONS;

PAR M. LARTIGUE,

Ingénieur civil chargé du service électrique du chemin de fer du Nord.

La solution pratique de certains problèmes implique la possibilité de produire à distance des effets mécaniques déterminés, pour lesquels l'emploi de l'électricité est tout naturellement indiqué.

Mais les électro-aimants ordinaires sont parfois insuffisants. A moins d'être dans des circuits très-courts et actionnés par des piles énergiques, ils n'ont qu'une force relativement minime; en outre, ils agissent dans les conditions les plus défavorables, puisque, au moment où ils ont à produire le plus grand effort pour donner à leur palette le mouvement initial, celle-ci est au point le plus éloigné. Or on sait que l'action magnétique diminue avec la distance, suivant une progression très-rapide. Comme conséquence, on doit donner à cette palette une course très-limitée. Pour multiplier les effets de ces électro-aimants, on est amené à se servir de relais avec piles locales, ou de mécanismes plus ou moins compliqués.

M. le professeur américain Hughes a employé pour son télégraphe-imprimeur une disposition qui permet d'obtenir directement une action d'une énergie considérable, on pourrait presque dire indéfinie. Cet aimant ne développe pas directement une force, mais il permet à une force tenue en réserve, emmagasinée, d'agir à un moment donné avec toute son intensité.

Il est composé d'un aimant fixe en fer à cheval dont les branches sont prolongées par des cylindres de fer doux entourés de bobines. Ces cylindres ou noyaux deviennent les véritables pôles de l'aimant, et maintiennent une palette au contact.

En faisant passer dans les bobines un courant de sens inverse de celui qui produirait une aimantation de même espèce que celle de l'aimant, on affaiblit celui-ci; il laisse échapper alors la palette sous l'action d'une force antagoniste (poids ou ressort) que l'on peut utiliser comme moteur.

On comprend que cette force n'a d'autre limite que celle de la puissance attractive de l'aimant qui doit la contre-balancer pour retenir la palette. Cette puissance peut être très-grande, plusieurs centaines de kilogrammes, avec les aimants que l'on est parvenu à construire; du reste, la force antagoniste est facilement multipliée par les procédés les plus simples.

On peut donc produire à distance et instantanément des effets mécaniques déterminés très-considérables, pourvu qu'après chaque effet produit la force antagoniste soit restituée par un moteur quelconque, et la palette ramenée au contact de l'électro-aimant.

Par conséquent, dans les appareils fondés sur l'emploi de l'électro-aimant Hughes, trois forces sont mises en jeu :

1° La force à utiliser, dont l'action est préparée, qui est emmagasinée par un moteur quelconque;

2° La puissance attractive de l'aimant qui contre-balance cette force;

3° L'électricité qui rompt l'équilibre de ces deux forces et, en affaiblissant la seconde, permet à la première de produire ses effets.

Si la différence entre l'attraction de l'aimant et la force antagoniste est convenablement calculée, il suffira de développer dans les noyaux des bobines une contre-aimantation très-faible; et en effet les éléments de pile qu'on emploie sont disposés en tension, et leur

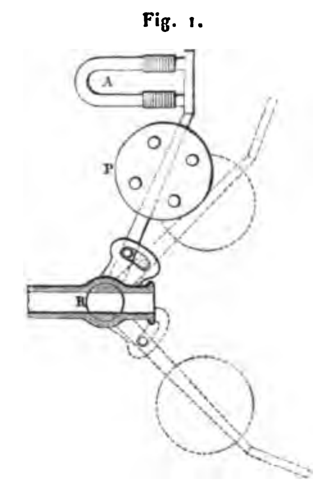
nombre dépend uniquement de la distance à laquelle on veut agir, en un mot, de la longueur du circuit.

L'électro-aimant Hughes a en outre, sur les électro-aimants ordinaires, l'avantage de fonctionner au passage de courants que l'on peut dire instantanés : il ne s'agit pas, en effet, d'attirer une palette sous l'influence d'une force qui doit persister pendant tout le temps de l'attraction ; l'électricité, dans l'aimant Hughes, ne sert qu'à interrompre un instant une action permanente et agit, par conséquent, comme le ferait un coup de ciseaux qui trancherait un fil portant un poids, lequel tomberait ensuite sous l'influence et selon les lois de la pesanteur.

Pour se rendre compte de cette instantanéité, il suffit de se rappeler le nombre prodigieux de lettres imprimées par minute avec le télégraphe Hughes, malgré la multiplicité des actions indépendantes de l'électricité qui concourent à l'impression de chacune d'elles.

En dehors de l'emploi qui en a été fait par le savant inventeur pour son télégraphe, nous ne croyons pas que l'électro-aimant Hughes ait été pratiquement utilisé avant les applications que nous en faisons nous-même depuis quelques années. Nous allons succinctement en indiquer quelques-unes :

Fig. 1.



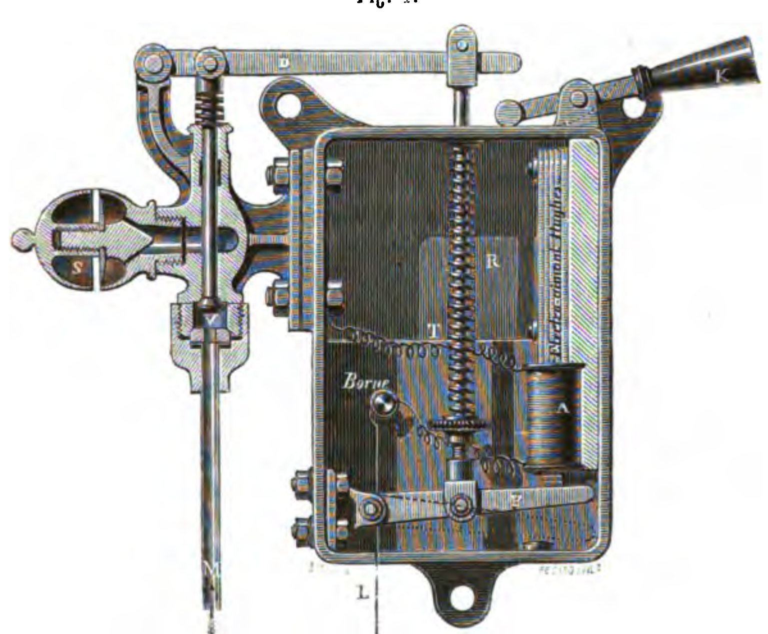
1° *Ouverture ou fermeture des robinets, soupapes, valves, clapets, etc.* — Lorsqu'il s'agit d'un gaz ou d'un liquide sous faible

pression, le problème est très-simple; il suffit de fixer sur la clef d'un robinet R (*fig.* 1) un levier à contre-poids P, muni d'une palette qu'un électro-aimant Hughes A maintient en équilibre instable, et qui tombe lorsque se produit la désaimantation au passage d'un courant envoyé automatiquement ou à volonté.

Sous forte pression, pour ne pas être obligé d'employer de trop grands aimants, il est bon d'adopter la forme de clapets avec piston de contre-pression.

2° *Sifflet électro-automoteur des locomotives.* — Une des questions les plus importantes, relatives à la sécurité de l'exploitation des chemins de fer, est celle des signaux. Les appareils des signaux d'après lesquels les mécaniciens règlent leur marche sont

Fig. 2.



des pièces mobiles, disques ou bras, qui, dans une position, indiquent *voie libre* et dans l'autre commandent l'*arrêt;* mais, si, pour une raison quelconque, ils ne sont pas aperçus, toute garantie disparaît.

On avait souvent cherché à confirmer le signal à vue par un

signal acoustique, mais sans succès pratique. L'emploi de l'électricité avec l'électro-aimant Hughes nous a permis d'obtenir le résultat désiré, au moyen de la disposition suivante :

S est un sifflet à vapeur dont la soupape V (*fig.* 2) est manœuvrée par le levier D. Avec ce levier et un second levier parallèle P est articulée une tringle R munie d'un ressort à boudin, qui tend constamment à l'abaisser. Le second levier P porte, à l'extrémité de sa volée, une palette que maintient collée un aimant Hughes A. Si cet aimant vient à être affaibli, le ressort agit, les leviers et par suite la soupape sont abaissés, et la vapeur fait fonctionner le sifflet.

L'appareil, complété par une boite-enveloppe en fonte, est fixé sur la locomotive en face du mécanicien.

La source d'électricité qui doit faire agir le sifflet est une pile placée près du signal à vue, et qui est utilisée en outre pour faire marcher une sonnerie de contrôle aux abords du levier qui manœuvre le signal. Quand celui-ci est à la position d'arrêt, une communication est établie entre la pile et une pièce nommée *contact fixe,* ou vulgairement *crocodile,* posée longitudinalement à une hauteur convenable entre les rails à une distance déterminée en avant du signal. Cette pièce est une poutre en bois fixée par des pieds en fonte sur les traverses de la voie, et garnie sur sa face supérieure d'une plaque métallique à laquelle aboutit le fil de pile.

Sous la machine, et en relation par un fil isolé avec la bobine de l'électro-aimant, est portée une brosse ou balai métallique qui, au passage, frotte énergiquement sur le *crocodile.*

Quand le signal indique *voie libre,* la pile étant isolée de la plaque du contact, il ne se produit aucun effet; si, au contraire, le signal est à l'*arrêt,* quelle que soit la vitesse de la marche, un circuit instantané s'établit, et le sifflet fonctionne jusqu'à ce que le mécanicien, en appuyant sur la manette K, relève le levier D, ferme la soupape et colle de nouveau la palette du levier P contre l'électro-aimant.

Le sifflet électro-automoteur est placé depuis près de deux ans sur un grand nombre de locomotives du chemin de fer du Nord.

Il est aussi utilisé pour donner des signaux dans des ateliers, dans des mines, sur des bâtiments à vapeur, partout où l'on peut avoir à produire, même automatiquement, à distance un appel énergique et continu.

Avec une modification de forme et en le combinant avec un mouvement d'horlogerie, on a songé à s'en servir dans quelques phares pour donner à distance, au moyen d'une trompette à vapeur, des signaux acoustiques confirmatifs et supplémentaires des signaux lumineux.

3° *Déclic électrique.* — Nous avons utilisé les propriétés de l'aimant Hughes pour produire soit automatiquement, soit à volonté, des embrayages ou des débrayages, des serrages ou des desserrages de freins, de treuils, de monte-charges, etc. On a parlé l'année dernière, quoique assez inexactement, de ce qui avait été proposé pour la manœuvre des décors de théâtres et des applications en cours d'expériences faites au nouvel Opéra ([1]).

4° *Électro-sémaphores* ([2]). — La possibilité de manœuvrer électriquement à distance des pièces très-lourdes nous a permis d'établir, dans des conditions toutes nouvelles, un système de signaux destinés à protéger les trains en marche et à les annoncer en avant, de façon à rendre toute collision impossible.

Ce mode d'exploitation, que l'on désigne sous le nom de *block-system,* consiste à diviser la voie en sections sur lesquelles deux trains ne peuvent simultanément être engagés. A l'extrémité de chaque section est un poste muni d'appareils de signaux. Aussitôt qu'un train est expédié d'un poste, l'agent ferme la voie derrière lui par un signal d'arrêt et l'annonce en avant au poste suivant : ce n'est que lorsque le train est arrivé à ce second poste que la voie est rendue libre au premier.

Les effets à distance sur les ailes des sémaphores, dont la position donne les signaux aux mécaniciens, sont produits directement par des déclenchements opérés au moyen de l'électro-aimant Hughes. Les électro-sémaphores fonctionnent sur la ligne de Paris à Creil par Chantilly.

5° *Sonnerie d'urgence* ([3]). — Cet appareil tire son nom de l'usage auquel il est principalement destiné, et qui consiste à prévenir l'employé d'un poste télégraphique qu'un appel qu'il reçoit exige une réponse toute affaire cessante.

([1]) Ces trois premières applications ont été faites par nous en collaboration avec M. H. Forest et MM. Digney frères, constructeurs.

([2]) En collaboration avec M. P. Tesse et M. Prud'homme, constructeur.

([3]) En collaboration avec M. P. Tesse et M. Bréguet, constructeur.

Il se compose d'un électro-aimant Hughes dont les bobines sont dans le circuit du fil qui réunit à la terre tous les appareils de réception (récepteurs ou sonneries) d'un poste. Tous les courants reçus dans ces appareils traverseront donc les bobines, mais sans produire d'effet s'ils sont d'un sens déterminé.

Mais que l'un des correspondants envoie un courant de sens contraire, l'aimant abandonnera sa palette qui établira le circuit d'une trembleuse spéciale.

L'employé sera donc averti par cette sonnerie qu'un appel d'urgence lui est adressé, en même temps que le fonctionnement de l'appareil récepteur ordinaire lui indiquera d'où émane l'appel.

Nous nous bornerons à ces applications de l'électro-aimant Hughes; mais, d'après ce qui vient d'être dit, il est facile de se rendre compte des services que peut rendre cet ingénieux appareil trop peu connu et trop longtemps négligé.

J. THOMSON. — A quantitative investigation of certain relations between the gazeous, the liquid and the solid states of water substance (Étude quantitative de certaines relations entre les états gazeux, liquide et solide de l'eau) ; *Philosophical Magazine*, t. XLVII, p. 447.

Considérons une substance, l'eau par exemple, qui puisse se présenter sous les trois états gazeux, liquide et solide; si deux de ces états se rencontrent en même temps, on a un mélange, soit de vapeur et de liquide, soit de vapeur et de solide, soit enfin de liquide et de solide, et c'est chose actuellement bien connue que, pour l'un quelconque de ces mélanges, la température et la pression sont liées l'une à l'autre, de telle sorte que, l'une de ces quantités étant donnée, l'autre est par là même déterminée. La loi de cette dépendance peut évidemment être représentée par une courbe dans chacun des trois cas indiqués. Prenons deux axes de coordonnées rectangulaires, comptons les températures sur l'axe des x et les pressions sur l'axe des y, et nous aurons, pour le premier mélange, vapeur et liquide, une courbe que l'on pourrait appeler la ligne d'ébullition, et qui n'est autre que la courbe des tensions maxima de la vapeur en contact avec un excès du liquide; pour le deuxième mélange, vapeur et solide, la courbe représentative du phénomène

sera la courbe des tensions maxima de la même vapeur en contact avec le solide; pour le troisième enfin ce sera la ligne de fusion, c'est-à-dire la ligne qui traduit les variations de la température de fusion avec la pression; et tout ce que nous savons sur la marche de chacun de ces phénomènes nous autorise à admettre que ces trois courbes se coupent en un même point que M. J. Thomson appelle le *triple point*.

Cette commune intersection des trois courbes en un même point, l'auteur l'affirme volontiers, et cependant il reconnaît que, dans l'état actuel de nos connaissances, il y a plus d'une réserve à faire, par suite de la possibilité de propriétés différentes offertes par la glace, suivant qu'elle proviendra de la solidification de la vapeur d'eau ou de la congélation de l'eau liquide, par suite aussi de l'intervention possible d'actions capillaires très-différentes, suivant que la glace sera imbibée d'eau liquide ou qu'elle ne sera plus qu'humectée par les dernières traces de liquide avant une évaporation complète, par suite enfin de ce fait qu'il pourrait ne pas y avoir de condition d'équilibre définie pour un mélange de glace, d'eau liquide et de vapeur renfermées dans une même enceinte imperméable à la chaleur; mais, si ces réserves s'imposent d'elles-mêmes à l'esprit, lorsque l'on essaye de tracer d'une manière rigoureuse les trois courbes considérées, il faut bien reconnaître qu'en admettant l'hypothèse ordinaire de l'identité des conditions thermiques et dynamiques de la glace, quelle que soit d'ailleurs son origine, on est certainement très-près de la vérité et probablement même tout à fait dans le vrai. Nous admettrons donc que les trois courbes se coupent en un même point.

Ces courbes auront d'ailleurs très-sensiblement, pour l'eau, l'allure générale indiquée par la *fig.* 1 :

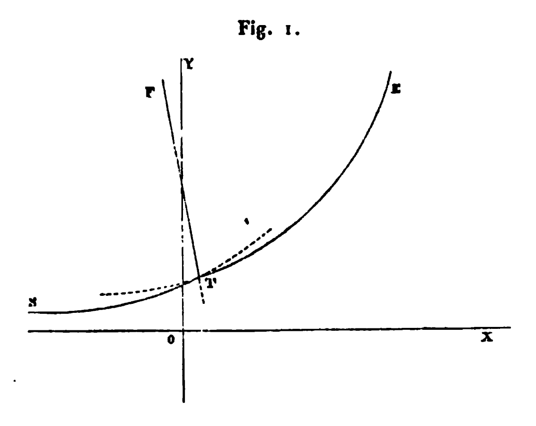
E est la ligne d'ébullition ou ligne des tensions maxima de la vapeur d'eau au contact de l'eau liquide (Regnault);

S est la ligne des tensions maxima de la vapeur d'eau au contact de la glace (Regnault);

F est la ligne de fusion ou ligne des pressions correspondant aux différents points de fusion. On a dû exagérer beaucoup l'inclinaison de cette ligne sur Oy, afin de rendre sensibles, sur la figure, des variations de température qui, en réalité, sont extrêmement faibles (W. Thomson).

Le tracé rigoureux des courbes E et S est particulièrement intéressant, parce que l'on a cru, jusqu'à ces dernières années, devoir conclure des expériences de M. Regnault que la courbe S n'était

Fig. 1.



autre chose que le prolongement de la courbe E. Telle paraissait être, en effet, l'opinion de M. Regnault, lorsqu'il écrivait, comme conclusion de ses expériences comparatives sur les tensions d'une même vapeur en contact avec un excès du solide ou du liquide en surfusion : « Les forces moléculaires, qui déterminent la solidification d'une substance, n'exercent pas d'influence sensible sur la tension de sa vapeur dans le vide, ou, plus exactement, si une influence de ce genre existe, les variations qu'elle produit sont tellement petites qu'elles n'ont pu être constatées d'une manière certaine dans mes expériences. » Telle était certainement son opinion lorsque, procédant manifestement sous l'idée d'une courbe continue de sa nature, il cherchait à représenter ses expériences sur la vapeur d'eau par une telle courbe ou encore par une formule empirique unique ; et cependant, bien que, d'après lui, la formule

$$\text{(H)} \qquad \log F = a - b\,\alpha_1'^{\,+20^\circ} - c\,\beta_1'^{\,+20^\circ}$$

représente l'ensemble de ses déterminations entre —33° et +232° avec une précision que l'on ne peut espérer dépasser, pour faire sa Table finale de —30° à +230°, M. Regnault emploie trois formules particulières qui lui paraissent fournir une représentation plus parfaite de ses déterminations expérimentales que la seule formule (H), appliquée à toute la série. C'est ainsi qu'entre —32° et zéro il em-

ploie la formule

(E) $$F = a + b\alpha^{t+32^\circ};$$

entre zéro et 100 degrés, la formule

(D) $$\log F = a + b\alpha_1^t - c\beta_1^t,$$

et enfin entre 100 et 230 degrés la formule (H).

Ainsi M. Regnault s'est finalement arrêté, comme s'adaptant mieux à ses expériences, à la formule (E) pour les températures inférieures à zéro, et à la formule (D) pour les températures supérieures. La formule (D) peut donc être regardée comme donnant la pression p de la vapeur en contact avec l'eau liquide dans le voisinage du point de congélation, et la formule (E) la pression (p') de la vapeur en contact avec la glace. La Table suivante donne les pressions p et p', calculées par ces deux formules pour les températures au-dessus et au-dessous de zéro, ainsi que les différences des pressions pour un changement de température de 1 degré. Ces différences ne sont autre chose que les valeurs approchées de $\frac{dp}{dt}$ et $\frac{dp'}{dt}$ pour les températures intermédiaires. Enfin la dernière colonne renferme les valeurs du rapport $\frac{\frac{dp'}{dt}}{\frac{dp}{dt}}$ pour ces températures intermédiaires.

TEMPÉRATURES.	PRESSIONS p calculées par la formule (D).	DIFFÉRENCES $\frac{dp}{dt}$.	PRESSIONS p' calculées par la formule (E).	DIFFÉRENCES $\frac{dp'}{dt}$.	RAPPORT $\frac{\frac{dp'}{dt}}{\frac{dp}{dt}}$.
	mm		mm		
— 3,0	3,703		3,644		
— 2,5		0,280		0,297	1,06
— 2,0	3,983		3,941		
— 1,5		0,298		0,322	1,08
— 1,0	4,281		4,263		
— 0,5		0,319		0,347	1,09
0,0	4,600		4,610		
+ 0,5		0,340		0,375	1,10
+ 1,0	4,940		4,985		
+ 1,5		0,362		0,405	1,12
+ 2,0	5,302		5,390		
+ 2,5		0,385		0,437	1,13
+ 3,0	5,687		5,827		

On a donc bien deux courbes distinctes se coupant au triple point T sous un angle rentrant, comme le montre la figure; en ce point (lequel ne diffère pas sensiblement de zéro), la tension de la vapeur en contact avec la glace est la même que la tension de la vapeur en contact avec l'eau; mais, pour un petit abaissement de température au-dessous du triple point, la pression de la vapeur avec la glace diminue plus vite qu'avec l'eau, 1,10 fois autant d'après le tableau précédent.

Telle est d'ailleurs exactement la conclusion à laquelle conduit l'une des équations fondamentales de la théorie mécanique de la chaleur, l'équation que Clausius a déduite du principe de Carnot appliqué aux changements d'état des corps

$$\lambda = \mathrm{AT}(s' - s)\frac{dp}{d\mathrm{T}},$$

où λ désigne la chaleur latente de transformation, A l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur, soit $\frac{1}{424}$, T la température à laquelle s'effectue la transformation, s' le volume spécifique du corps à l'état final, s le volume spécifique à l'état initial, p la pression extérieure.

Appliquons, en effet, cette équation successivement à la vaporisation de 1 kilogramme de glace à zéro, puis à la vaporisation de 1 kilogramme d'eau à zéro, et nous aurons, dt étant égal à $d\mathrm{T}$,

$$606{,}5 + 80 = \frac{273}{435}(s' - s_1)\frac{dp'}{dt}$$

et

$$606{,}5 \qquad = \frac{273}{435}(s' - s_2)\frac{dp}{dt},$$

s_1 et s_2 désignant les volumes spécifiques de la glace et de l'eau à zéro, volumes négligeables devant le volume spécifique s' de la vapeur à la même température. On aura donc

$$\frac{\frac{dp'}{dt}}{\frac{dp}{dt}} = \frac{606{,}5 + 80}{606{,}5} = 1{,}13,$$

c'est-à-dire que l'on retrouvera, pour le rapport des variations de pression dp' et dp, un nombre presque identiquement égal à celui que nous avions déduit des observations directes de M. Regnault.

Remarque. — Dans le Mémoire que je viens d'analyser, pour effectuer ce dernier calcul, ce n'est point de l'équation de Clausius

$$\lambda = AT(s' - s)\frac{dp}{dT}$$

que part M. James Thomson, mais de l'équation de son frère William Thomson, relative aux changements de volume,

$$l = AT\frac{dp}{dT},$$

l étant la chaleur latente de dilatation, qu'il prend, sans autre explication, proportionnelle dans l'un des cas à 606,5 + 80, et dans l'autre à 606,5. Cette méthode de calcul lui a été, dit-il, suggérée par son frère; mais elle ne saurait être présentée avec cette concision, l'équation de Thomson étant appliquée ici à des changements d'état, régis par l'équation de Clausius. C'est pourquoi il m'a paru avantageux de modifier, ainsi que je l'ai fait, la démonstration originale de M. Thomson. Cependant cette démonstration est exacte, parce que l'équation $l = AT\frac{dp}{dT}$, établie par M. William Thomson en appliquant à un corps quelconque les raisonnements que Carnot et M. Clausius avaient employés dans le cas des gaz, convient en réalité, comme je vais le montrer, à tous les changements de volume, quand même ces changements de volume proviennent de changements d'état.

L'équation de Thomson se déduit, en effet, comme l'on sait, du principe de Carnot, appliqué à un cycle de Carnot infiniment petit. L'expression générale du travail produit, égale à l'aire du cycle parcouru, étant toujours $\frac{dp}{dt}dt\,dv$, celle de la quantité de chaleur qui, pendant l'opération, se transporte d'un corps à la température t sur un autre corps à la température $t - dt$, est $l\,dv$; et, d'après le principe de Carnot, il existe entre ces deux quantités un rapport égal à $\frac{E\,dt}{T}$. On a donc

$$\frac{\frac{dp}{dt}dt\,dv}{l\,dv} = \frac{E\,dt}{T} \quad \text{ou} \quad l = AT\frac{dp}{dt},$$

c'est-à-dire l'équation de Thomson, où l désigne la quantité de chaleur absorbée par une variation de volume égale à l'unité effectuée à la température constante T.

Or rien dans la démonstration ne suppose que le corps, ou plus généralement le système de corps considéré, soit resté au même état physique. La variation de volume du système, ou plutôt le travail extérieur résultant de cette variation, et la quantité de chaleur transportée de la source de chaleur au réfrigérant, voilà, en effet, les deux seules quantités à considérer; celles dont, d'après la grande loi de Carnot, le rapport est indépendant de la nature du corps employé.

Si donc nous considérons en particulier un changement d'état (fusion, volatilisation, dissociation), caractérisé par une température constante pendant toute la durée de l'opération, si nous appelons, comme d'habitude, chaleur latente de transformation λ la quantité de chaleur nécessaire à la transformation de l'unité de poids du corps, si enfin nous remarquons que, s et s' étant les volumes spécifiques du corps aux deux phases extrêmes de la transformation, cette chaleur latente de transformation n'est autre chose que la quantité de chaleur correspondant à la variation de volume $(s' - s)$ accomplie à la température constante de la transformation, c'est-à-dire que

$$\lambda = l(s' - s),$$

l'équation de Thomson pourra s'écrire aussi

$$\frac{\lambda}{s' - s} = \mathrm{AT}\frac{dp}{d\mathrm{T}},$$

ce qui est précisément l'équation de Clausius.

Il est donc permis d'appliquer immédiatement l'équation de Thomson aux changements d'état des corps, à la seule condition de se rappeler que la chaleur latente l qui y figure se rapporte à une variation de volume égale à l'unité et, par conséquent, est égale à la chaleur latente ordinaire λ, divisée par la différence $(s' - s)$ des volumes spécifiques du système considéré à la fin et au commencement de l'opération.

VIOLLE.

HUGO KRÜSS. — Ueber ein neues Ocular (Nouvel oculaire);
Annales de Poggendorff, t. CLIII, p. 601.

Cet oculaire est formé d'une lentille divergente de flint comprise entre deux lentilles convergentes de crown, de façon que les faces en contact ont même rayon de courbure et par conséquent se touchent en tous leurs points. Voici, exprimées en lignes, les valeurs des quatre rayons de courbure distincts; le signe + se rapporte aux courbures qui présentent leur convexité du côté de l'œil de l'observateur :

$$r_1 = + \ 5,27,$$
$$r_2 = + \ 10,00,$$
$$r_3 = + \ 2,9,$$
$$r_4 = - \ 5,73.$$

Cet oculaire, qui a presque la simplicité d'une loupe, a été construit et essayé chez Steinheil. Il s'est montré très-sensiblement achromatique et aplanétique, avec un champ d'une trentaine de degrés. L'auteur pense qu'il pourrait être appliqué avec succès aux lunettes astronomiques, surtout comme micromètre oculaire.

E. Bouty.

ZÖLLNER.— Ueber einen elektrodynamischen Versuch (Expérience d'électrodynamique);
Annales de Poggendorff, t. CLIII, p. 138.

M. Zöllner répète l'expérience bien connue de Faraday produisant la rotation d'un courant vertical autour d'un aimant vertical dans l'axe duquel passe le courant, en substituant à la branche rigide mobile une chaîne légère en cuivre dont l'extrémité flotte sur un bain de mercure. On voit que la chaîne est toujours tirée par la partie rigide, au lieu de l'entraîner, comme cela aurait lieu si les forces électriques étaient concentrées à l'extrémité de la chaîne plongeant dans le mercure (*Glütstelle*). Il en conclut la fausseté de l'hypothèse d'Helmholtz sur le siége de ces forces (voir *Monatsberichte*, 6 février 1873) et la nécessité d'admettre la formule d'Ampère. L'expérience peut être rendue plus frappante en chargeant l'anneau qui repose sur le mercure; en changeant le sens du courant, on voit la chaîne se tendre tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre.

A. Potier.

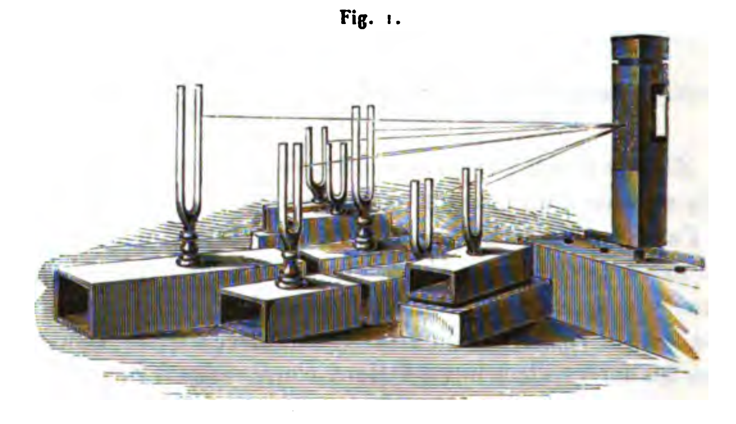
Alfred-M. MAYER. — Researches in Acoustics (Recherches d'Acoustique); *American Journal of Science and Arts*, 3e série, vol. VIII; août-septembre 1874.

Les Mémoires dont il s'agit contiennent deux ordres de recherches : les unes purement physiques, les autres relatives à la physiologie de l'audition.

I. Les premières ont surtout pour but la discussion des procédés déjà employés et l'indication de procédés nouveaux pour décomposer une onde sonore, complexe en ses éléments simples, c'est-à-dire pendulaires. Parmi les moyens que l'auteur emploie, nous citerons particulièrement le suivant.

Le son à analyser est produit par un tuyau à anche libre de Grenié, dont le porte-vent est percé latéralement d'une ouverture fermée par une fine membrane de maroquin. On attache à un même point de cette membrane les extrémités de plusieurs fils de cocon qui vont aboutir à divers diapasons donnant le son fondamental de ce tuyau et ses sept premiers harmoniques (*fig.* 1). Dans

Fig. 1.



l'expérience citée, le son fondamental était ut_2. Chaque fil est fixé au diapason correspondant en un point qui coïncide avec le nœud supérieur des segments dans lesquels ce diapason se divise, quand il rend son harmonique le plus élevé. Si d'abord les fils sont lâches, chacun d'eux vibre en se partageant en un grand nombre de segments ventraux, formant de curieuses combinaisons qui changent

à chaque instant. En tendant graduellement les fils, on diminue le nombre des nœuds, et l'on parvient à obtenir un segment unique dont l'amplitude de vibration devient assez faible pour n'être plus distincte à l'œil : c'est alors que se trouvent remplies les conditions nécessaires au succès de l'expérience.

Chaque diapason choisit, dans le mouvement complexe transmis au fil par la membrane, le mouvement périodique pendulaire composant auquel seul il peut répondre; si donc les diapasons sont rigoureusement accordés avec les harmoniques du son du tuyau, chacun d'eux résonnera et l'on aura produit ainsi la décomposition d'une vibration compliquée en mouvements pendulaires simples conformément au théorème de Fourier.

Il est remarquable que ce procédé donne la synthèse en même temps que l'analyse; car, si l'on cesse de faire sonner le tuyau, les diapasons continuent à vibrer pendant quelque temps encore, et la superposition des mouvements qu'ils communiquent à l'air et à la membrane du tympan reproduit sensiblement le son fondamental *avec le timbre* du tuyau.

Les fils employés dans ces expériences avaient une longueur de 1 mètre environ et ne pesaient pas plus de 1 milligramme; ils n'étaient par conséquent capables de transmettre que des forces extrêmement petites; cependant le mouvement communiqué à des diapasons pesant plus de 1500 grammes était très-sensible. C'est un exemple frappant de l'intensité des effets qu'on peut obtenir par la répétition régulière de très-faibles impulsions : ici la matière mise en mouvement avait une masse un million et demi de fois supérieure à celle du fil qui avait agi sur elle.

Mais on n'obtient aucun bon résultat si les diapasons ne sont pas parfaitement accordés avec les harmoniques du son principal. Si l'on charge, par exemple, au moyen d'un peu de cire le diapason qui donne le premier harmonique ut_3, de manière qu'il produise cinq battements par seconde avec la note ut_3 qu'il rendait primitivement, il cesse d'être mis en vibration par le fil. Quelque degré de tension qu'on emploie, la méthode d'analyse par les résonnateurs est beaucoup moins sensible; car ce diapason ainsi chargé faisait facilement vibrer le résonnateur donnant la note ut_3. Pour que le diapason fût mis en activité par le fil, il fallait diminuer sa surcharge de manière à réduire à trois par seconde le nom-

bre des battements dont nous parlons, encore le mouvement transmis était-il extrêmement faible; un écart d'un seul battement est même rendu encore appréciable par ce procédé qui serait, d'après l'auteur, le plus précis de tous ceux qui ont été employés jusqu'à ce jour.

II. Les recherches relatives à la physiologie de l'audition comprennent d'abord des études intéressantes sur l'appareil de l'ouïe dans les insectes. On sait qu'un grand nombre de physiologistes

Fig. 2.



placent le siége de ce sens dans les antennes; cette opinion acquiert un nouveau degré de probabilité par les observations et expériences de M. Mayer, qui nous donne en outre une idée du mécanisme mis en jeu pour la transmission du son dans ces organes.

Les études ont porté uniquement sur les antennes du cousin mâle dont nous reproduisons la forme d'après les dessins de l'au-

teur (*fig.* 2). Elles se composent de quatorze articles, dont les douze premiers, plus courts, portent à chaque nœud une touffe de soies roides au nombre de quarante environ; les deux derniers articles, plus longs, en portent chacun vingt.

Quand une onde sonore vient frapper les soies dans une direction convenable, celles qui, par leurs dimensions, peuvent correspondre à la période du son incident, entrent en vibration, et leur mouvement est nettement visible au microscope, tandis que les autres fibrilles restent immobiles. Or ces petits organes sont en rapport avec les dernières ramifications des nerfs des antennes; on peut donc, avec vraisemblance, voir dans cet appareil un véritable organe d'audition permettant, non-seulement de percevoir des sons, mais probablement aussi de les distinguer les uns des autres par leur hauteur et leur timbre, au moins dans une certaine mesure. L'auteur fait toutefois observer que cette conclusion ne sera véritablement légitime qu'à la condition que des recherches ultérieures lui donnent un fondement anatomique, c'est-à-dire qu'on observe dans l'antenne ou à sa base un développement du système nerveux présentant les caractères d'une ramification du nerf acoustique.

Il est remarquable que l'organe d'audition si simple du cousin présente pourtant, sous un certain rapport, une véritable supériorité sur celui des animaux vertébrés, et même sur l'oreille humaine; il paraît, en effet, particulièrement propre à l'appréciation de la direction suivant laquelle se propagent les ondes. Supposons, par exemple, que la fibre qui peut vibrer synchroniquement au corps sonore soit normale à la surface de l'onde incidente : il est évident qu'aucun mouvement ne lui sera communiqué, tandis qu'au contraire l'effet produit sera maximum quand elle sera parallèle à cette surface. Des expériences curieuses de M. Mayer montrent la possibilité, pour l'animal, de reconnaître avec précision la direction suivant laquelle le son lui arrive. L'insecte étant fixé sur le porte-objet du microscope, on faisait résonner le diapason qui impressionnait le plus fortement la fibrille examinée. La position du diapason, qu'un aide transportait en divers points de la salle, étant inconnue de l'observateur, celui-ci parvenait à la trouver en tournant le verre qui portait l'insecte, jusqu'à ce que le mouvement vibratoire communiqué fût complétement nul. Une

ligne parallèle à la fibrille ayant été tracée sur le verre, le diapason se trouvait toujours sur le prolongement de cette ligne, l'erreur ne dépassait pas 5 degrés. Le cousin peut donc apprécier, d'une manière particulière, l'orientation de la surface de l'onde et se diriger vers le corps sonore, même dans l'obscurité la plus complète.

III. Enfin nous devons encore signaler, dans les *Recherches d'acoustique* de M. Mayer, une hypothèse sur le mécanisme par lequel l'oreille humaine apprécie la hauteur des sons. On sait que M. Helmholtz attribue cette fonction à l'organe de Corti, composé de deux séries de fibres tendues entre les parois de la rampe moyenne du limaçon. Les fibres de la seconde série, qui, s'attachant à l'extrémité supérieure des arcs de Corti, descendent vers la membrane basilaire où se fixe leur autre extrémité, semblent très-bien appropriées à vibrer synchroniquement aux ondes qui viennent frapper cette membrane, car elles sont tendues comme les cordes d'un instrument de musique. M. Mayer pense que cette fonction convient mieux à une autre série de fibres qu'il appelle *cordons cellulo-capillaires*. Plus voisines des grosses cellules qui forment la partie extérieure de la rampe moyenne, très-nombreuses dans l'oreille humaine où l'on en trouve environ 18 000, fort différentes les unes des autres en longueur, ces fibres ont la forme de petites cordes celluleuses renflées au milieu et tendues entre la membrane de Reissner et la membrane basilaire; elles paraissent, en outre, en rapport avec les extrémités des fibres nerveuses. L'auteur admet, ainsi que M. Helmholtz l'avait déjà fait pour les fibres de Corti, que la première de ces deux membranes ne serait pas dans de bonnes conditions pour leur transmettre le mouvement vibratoire qu'elles reçoivent uniquement de la seconde, à laquelle elles sont d'ailleurs attachées dans une direction plus voisine de la perpendiculaire que ne le sont les fibres de Corti.

M. Helmholtz avait défini les rapports de toutes ces fibres avec la membrane basilaire en les comparant à des cordes attachées à un diapason. M. Mayer remarque que ce sont là précisément les conditions de l'expérience de Melde, et l'on sait que dans ce cas la corde exécute seulement une vibration pendant que le diapason en fait deux. Il en résulte que, quand nous entendons le son ut_3,

par exemple, les fibres de notre oreille qui agissent directement sur les nerfs vibreraient à l'unisson de ut_2. Il n'en serait plus de même si l'on transmettait le son ut_3 à l'oreille autrement que par l'intermédiaire de la membrane basilaire, et, par exemple, au moyen des os du crâne; dans ce cas, les fibres vibrant synchroniquement au diapason, on devrait entendre le son ut_4; l'auteur annonce que cette conclusion se vérifie par l'expérience. En pressant un peu fortement le pied du diapason ut_3 contre l'arcade zygomatique, et le plaçant dans une position convenable, on entend à la fois les deux sons ut_3 et ut_4 avec une intensité presque égale. On obtient le même résultat avec un peu moins de netteté en appuyant le diapason sur l'os temporal; mais la meilleure manière de placer le diapason est de le faire porter sur le tragus; dans ce cas on entend l'octave supérieure presque seule, le son ut_3 étant à peu près entièrement éteint, comme lorsque l'on écoute le son de cet ut_3 en se servant du résonnateur ut_4.

Ces faits, s'ils sont confirmés par les expériences que M. Meyer continue sur le même sujet, jetteront certainement quelque jour sur le mécanisme au moyen duquel les mouvements vibratoires se transmettent à travers l'oreille jusqu'au système nerveux.

J. MAURAT.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1874.

F. EXNER. — Influence de la température sur l'élasticité du caoutchouc, p. 20.

De ce que le caoutchouc se contracte lorsqu'on le chauffe, faut-il conclure que son élasticité augmente avec la température? L'auteur, en déterminant la vitesse du son dans ce corps à diverses températures, a trouvé qu'elle s'abaisse de 56 à 29 mètres, lorsque la température s'élève de zéro à 74 degrés. L'élasticité diminue donc lorsque la température s'accroît.

EXNER ET RÖNTGEN. — Emploi du calorimètre de glace à l'étude des radiations solaires, p. 40.

En substituant un calorimètre de glace au pyrhéliomètre de Pouillet, les auteurs ont trouvé des valeurs de l'intensité des ra-

diations supérieures à celles du physicien français. Ils ne considèrent pas leurs résultats comme définitifs.

EXNER. — Passage des gaz au travers des membranes liquides, p. 194.

La vitesse théorique de diffusion est $\frac{c}{\sqrt{d}}$, d étant la densité du gaz et c une constante dépendant de la nature du gaz.

Cette formule est vérifiée par les expériences de l'auteur. En représentant par 1 la vitesse qui convient à l'air et à une lame d'eau savonneuse, on a :

Azote................	0,86	Hydrogène........	3,77
Oxygène............	1,95	Oxyde de carbone..	47
Gaz d'éclairage.......	2,27	Acide sulfhydrique.	165
Ammoniaque.................	46000		

K. PUSCHL. — Sur une modification de la théorie du gaz, p. 139.

Dans la théorie qui explique la pression d'un gaz par le choc des atomes, l'équivalent calorifique que produit une pression p au sein d'un volume v est $\frac{3pv}{A}$, A étant l'équivalent mécanique de la chaleur; on en déduit, pour le rapport K des chaleurs spécifiques, une valeur de $\frac{5}{3}$ supérieure à celle $\frac{7}{5}$ que donne l'expérience. L'auteur, en tenant compte de la raréfaction ou de la condensation des molécules, porte l'équivalent calorifique à $\frac{5pv}{A}$, et trouve alors $K = \frac{7}{5}$.

BOLTZMANN. — Théorie générale de l'élasticité secondaire des fils tordus.

a étant le moment de torsion, qui agit pendant l'unité de temps sur la section transverse extrême du fil, pour le tordre de l'unité d'angle; L le décrément logarithmique (différence du logarithme d'amplitude) des oscillations du fil tordu :

1° Si l'on tord de l'angle c un fil qui n'a jamais été tordu, le moment de torsion, qui, agissant pendant le temps t, maintient cette torsion, est

$$D = ac\left[1 - \frac{2L}{\pi^2}.\log \operatorname{nat}(t)\right];$$

2° Si, dans un laps de temps $-\frac{T}{2}$ à $+\frac{T}{2}$, on tord d'un angle con-

stant γ un fil qui n'a jamais été tordu, l'action secondaire élastique agissant pendant un temps t très-grand par rapport à T le tordra d'un angle $V = \frac{2L}{\pi^2}\frac{\gamma T}{t}$;

3° Si un moment de torsion D' agit longtemps sur la section extrême, et si son action cesse subitement à un certain moment, le fil se trouvera tordu après un temps t, compté à partir de ce moment, d'un angle

$$V = \frac{D'}{a}\left[1 + \frac{2L}{\pi^2}\log\text{nat}\,(t)\right].$$

E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome IV. — Avril 1875.

Des Cloizeaux. — *Mémoire sur les propriétés optiques biréfringentes caractéristiques des quatre principaux feldspaths tricliniques, et sur un procédé pour les distinguer immédiatement les uns des autres*, p. 429.

Berthelot. — *Dissolution des acides et des alcalis*, p. 445.

5e série. — Tome IV. — Mai 1875.

Berthelot. — *Description de divers appareils employés dans les expériences calorimétriques*, p. 5.

P. Champion, H. Pellet et M. Grenier. — *Application de l'électricité à l'inflammation des fourneaux de mines, torpilles, etc., et à l'industrie minière. — Appareils et amorces électriques*, p. 28.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIX. — Mai 1875.

Eugen Goldstein. — *Sur les spectres des gaz*, p. 333.

Alfred-M. Mayer. — *Recherches d'acoustique*, p. 352.

Arthur Hill Curtis. — *Sur la réflexion extraordinaire*, p. 366.

G. Carey-Foster. — *Solution graphique de certains problèmes d'électricité*, p. 368.

Robert Moon. — *Remarque sur le Mémoire d'Helmholtz, intitulé : « Conservation de la force »*, p. 377.

G. Carey-Foster et Olivier-J. Lodge. — *Propagation de l'électricité sur une surface plane de conductibilité uniforme*, p. 385.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIV. — N° 2. — Année 1875.

F. Braun. — *Conductibilité des sels fondus*, p. 161.

W. Müller. — *Faits relatifs à la diminution de volume des corps solides par suite des combinaisons chimiques*, p. 196.

F. Kohlrausch et O. Grotrian. — *Conductibilité des chlorures alcalins et terreux dissous et de l'acide azotique étendu*, p. 215.

H. Weber. — *Théorie du galvanomètre*, p. 239.

E. Ketteler. — *Réponse à quelques remarques du baron R. v. Eötvös*, p. 260.

E.-V. Quanten. — *Quelques remarques sur la théorie des voyelles d'Helmholtz*, p. 272.

R. Schneider. — *Réplique à M. Heumann*, p. 295.

W.-A Nippoldt. — *Choix de la section du paratonnerre*, p. 299.

G. Baumgartner. — *Remarque sur le Mémoire de M. Edlund qui traite de la nature de l'électricité*, p. 305.

H.-W. Vogel. — *Description d'un appareil extrêmement simple pour photographier le spectre*, p. 306.

M. Sekulić. — *Sur les phénomènes d'interférences visibles avec les miroirs ternis ou recouverts de poussière*, p. 308.

J. Stefan. — *Recherches sur l'adhésion apparente*, p. 316.

E. Wiedemann. — *Conductibilité des sels haloïdes de plomb*, p. 318.

Tome CLIV. — N° 3. — Année 1875.

Zöllner. — *Documents relatifs à l'électrodynamique*, p. 321.

E. Börnstein. — *Relation entre le magnétisme temporaire et la force magnétisante; actions réciproques des particules aimantées*, p. 336.

O.-E. Meyer. — *Remarque sur le Mémoire du Dr Streintz, intitulé « Amortissement des oscillations d'un fil tordu, »* p. 354.

F.-C.-G. Müller. — *Résistance des conducteurs métalliques au point de contact*, p. 361.

H.-F. Weber. — *Chaleur spécifique du charbon, du bore et du silicium.*— Premier Mémoire : *Relation entre la chaleur spécifique et la température de ces trois corps simples*, p. 367.

J.-L. Hoorweg. — *Marche des rayons lumineux à travers un spectroscope*, p. 423.

A. Oberbeck. — *Des électrodes qui ne se polarisent pas*, p. 445.

W. Beetz. — *Conductibilité des électrolytes*, p. 450.

K.-L. Bauer. — *Supplément à mon Mémoire intitulé : « Sur le lieu apparent d'un point lumineux situé dans un milieu réfringent*, p. 461.

K.-L. Bauer.— *Images fournies par les miroirs sphériques et les lentilles*, p. 464.

E.-V. Benkovich. — *Théorie de l'assimilation dans le règne végétal*, p. 468.

C.-G. Müller. — *Procédé simple pour déterminer les pôles d'un barreau aimanté*, p. 474.

A. Cornu. — *Détermination de la vitesse de la lumière et de la parallaxe du Soleil*, p. 476.

RECHERCHES SUR LA THÉORIE DES BATTEMENTS;

PAR MM. TERQUEM ET BOUSSINESQ.

I. — *Théorie.*

Quand deux sons presque égaux en hauteur, et de même intensité, sont produits dans le voisinage l'un de l'autre, on démontre que l'on devra entendre le son dont le nombre de vibrations est la moyenne de ceux des deux sons isolés et avec une intensité variable; cette intensité passe en une seconde par un nombre de maxima et de minima égal à la différence des nombres de vibrations des deux sons, ce qui produit la sensation des battements.

En effet soient

$$x = a \sin 2\pi nt \quad \text{et} \quad x' = a \sin 2\pi n't$$

les vitesses communiquées par les deux sons à une même molécule d'air, vitesses que nous supposerons dirigées suivant la même direction; la vitesse résultante sera donnée par la formule

$$\begin{aligned} y &= a \sin 2\pi nt + a \sin 2\pi n't \\ &= 2a \cos\pi(n - n')t \sin 2\pi \frac{n + n'}{2} t. \end{aligned}$$

Cette relation est vraie, quels que soient n et n'; mais, si n et n' diffèrent peu l'un de l'autre, le facteur $\cos\pi(n - n')t$ a une très-longue période, et, comme les deux mouvements ébranlent sensiblement les mêmes fibres nerveuses dans l'oreille, on entendra le son correspondant à $\frac{n + n'}{2}$ vibrations par seconde, avec une intensité variable représentée par $4a^2 \cos^2\pi(n - n')t$; il y aura donc par seconde $n - n'$ maxima et $n - n'$ minima, c'est-à-dire $n - n'$ battements.

Que doit-il se produire si, les deux sons restant très-voisins l'un de l'autre en hauteur, leurs intensités ne sont plus les mêmes? L'expérience a fait voir que le nombre des battements entendus est indépendant de l'intensité relative des sons; mais restait à déterminer le son qui est perçu, dont la hauteur doit varier évidemment suivant le son qui prédomine.

Voici comment nous avons résolu cette question par le calcul, avec une approximation suffisante, quand les deux sons diffèrent peu l'un de l'autre.

Soient, comme précédemment,

(1) $$x = a \sin 2\pi n t \quad \text{et} \quad x' = a' \sin 2\pi n' t$$

les vitesses communiquées, suivant la même direction normale au tympan, à la même molécule d'air par les deux corps vibrants.

Pour le mouvement résultant y, on aura

(2) $$y = a \sin 2\pi n t + a' \sin 2\pi n' t.$$

Posons

(3) $$a = \frac{M+N}{2} \quad \text{et} \quad a' = \frac{M-N}{2}$$

ou bien

(4) $$M = a + a' \quad \text{et} \quad N = a - a'.$$

On aura donc

(5) $$y = \frac{M+N}{2} \sin 2\pi n t + \frac{M-N}{2} \sin 2\pi n' t,$$

(6) $$y = M \cos\pi(n-n')t \sin\pi(n+n')t + N \sin\pi(n-n')t \cos\pi(n+n')t.$$

Pour donner à cette expression la forme habituelle par laquelle on représente un mouvement vibratoire $a \sin 2\pi(nt - \varphi)$, posons

(7) $$\begin{cases} M \cos\pi(n-n')t = A \cos\alpha, \\ N \sin\pi(n-n')t = A \sin\alpha; \end{cases}$$

d'où

(8) $$A^2 = M^2 \cos^2\pi(n-n')t + N^2 \sin^2\pi(n-n')t,$$

et, en vertu des relations (4),

(9) $$A^2 = a^2 + a'^2 + 2aa' \cos\pi(n-n')t.$$

Pour déterminer α, on aura la relation

(10) $$\operatorname{tang}\alpha = \frac{N}{M} \operatorname{tang}\pi(n-n')t;$$

d'où l'on déduit pour $\cos^2\alpha$, dont on aura besoin plus loin,

(11) $$\cos^2\alpha = \frac{M^2 \cos^2\pi(n-n')t}{A^2}.$$

On aura donc, pour la vitesse résultante y,

$$(12)\qquad \begin{cases} y = A\cos\alpha\sin\pi(n-n')t + A\sin\alpha\cos\pi(n+n')t, \\ y = A\sin[\pi(n+n')t+\alpha]. \end{cases}$$

Si α était constant, y serait la vitesse du déplacement d'une molécule produisant un son, dont le nombre de vibrations serait $\frac{n+n'}{2}$. L'égalité (12) ne représente rien de plus au point de vue de la perception du son que l'égalité (2), si n et n' sont très-différents l'un de l'autre; elle est même moins claire, à cause de la variation de α avec le temps; mais, si n et n' diffèrent peu, α varie très-lentement. Si donc l'oreille pouvait percevoir chaque vibration, comme si elle persistait assez longtemps pour produire un son de hauteur fixe, on entendrait une suite de sons de hauteurs variables, entre des limites très-rapprochées. Quelle est la hauteur véritable du son perçu? Pour déterminer cette hauteur, on est obligé, en admettant n peu différent de n', de négliger dans le calcul certaines quantités très-petites.

Soit θ la durée du son entendu à un instant quelconque; posons

$$(13)\qquad \varphi = \pi(n+n')t + \alpha = \pi(n+n')t + f(t) \quad \text{avec} \quad \alpha = f(t).$$

Si l'on remplace dans cette expression t par $t+\theta$, φ augmentera de 2π; donc

$$(14)\qquad \varphi + 2\pi = \pi(n+n')(t+\theta) + f(t+\theta),$$

et, en retranchant (13) de (14), on obtient

$$(15)\qquad 2\pi = \pi(n+n')\theta + f(t+\theta) - f(t).$$

Comme α varie très-lentement avec t, on pourra écrire

$$f(t+\theta) - f(t) = \frac{d\alpha}{dt}\theta.$$

Par suite, l'égalité (15) devient

$$(16)\qquad 2\pi = \left[\pi(n+n') + \frac{d\alpha}{dt}\right]\theta.$$

Soit n_1 le nombre de vibrations par seconde du son entendu à chaque instant, s'il restait constant; on aura

$$n_1 = \frac{1}{\theta},$$

et, par suite,

$$n_1 = \frac{n+n'}{2} + \frac{1}{2\pi}\frac{d\alpha}{dt}. \tag{17}$$

Pour trouver la valeur de $\frac{d\alpha}{dt}$, différentions l'égalité (10); on aura

$$\frac{1}{\cos^2\alpha}\frac{d\alpha}{dt} = \frac{N}{M}\pi(n-n')\frac{1}{\cos^2\pi(n-n')t},$$

et, si l'on remplace $\cos^2\alpha$ par sa valeur (11), on a

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{MN(n-n')\pi}{A^2}, \quad \text{d'où enfin} \quad n_1 = \frac{n+n'}{2} + \frac{MN}{2A^2}(n-n').$$

Comme $MN = a^2 - a'^2$, en vertu des égalités (4),

$$n_1 = \frac{n+n'}{2} + \frac{a^2 - a'^2}{2A^2}(n-n').$$

La hauteur du son entendu à chaque instant varie donc continuellement suivant la valeur de A^2, c'est-à-dire de l'intensité de ce même son. Le maximum de n_1 est $\frac{na + n'a'}{a+a'}$, et le minimum $\frac{na - n'a'}{a - a'}$.

Mais, pour connaître l'impression moyenne produite sur l'oreille, il faut, en outre, tenir compte de l'intensité du son à chaque instant; car l'impression sera plus forte et plus durable quand A^2 est maximum que quand il est minimum. Donc, pour déterminer la hauteur moyenne du son entendu, on devra affecter chaque impression individuelle d'un coefficient d'importance proportionnelle à la valeur correspondante de A^2.

Soit T la durée d'un battement, très-longue par rapport à celle de chacun des sons isolés; on pourra écrire, pour le nombre n_2 de vibrations du son réellement entendu,

$$n_2 = \frac{\int_0^T n_1 A^2\, dt}{\int_0^T A^2\, dt}. \tag{18}$$

Or on a

$$\int_0^T n_1 A^2 dt = \frac{(n+n')}{2}\int_0^T A^2 dt + \int_0^T \frac{(a^2-a'^2)(n-n')dt}{2}$$

$$= \frac{(n+n')}{2}\int_0^T A^2 dt + \frac{(a^2-a'^2)(n-n')}{2}T,$$

$$\int_0^T A^2 dt = \int_0^T [a^2+a'^2+2aa'\cos 2\pi(n-n')t]dt = (a^2+a'^2)T.$$

Donc on aura pour n_1

$$(19) \qquad n_1 = \frac{n+n'}{2} + \frac{(a^2-a'^2)(n-n')}{2(a^2+a'^2)} = \frac{na^2+n'a'^2}{a^2+a'^2}.$$

A priori, on pouvait penser que telle devait être la formule qui représenterait le nombre de vibrations du son entendu; on reconnaît facilement que, si a ou a' est égal à zéro, n_1 deviendra égal à n' ou à n; si $a = a'$, on a

$$n_1 = \frac{n+n'}{2}.$$

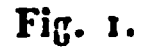
Cependant, en s'appuyant sur le principe des forces vives, on ne pouvait écrire l'égalité finale $n_1(a^2+a'^2) = na^2 + n'a'^2$; car ces produits ne représentent pas les forces vives moyennes correspondantes des divers sons.

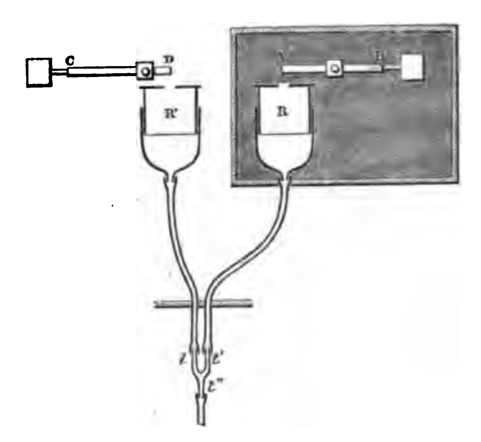
II. — *Vérification expérimentale.*

L'appareil employé se composait de deux diapasons AB et CD (*fig.* 1), munis de curseurs, et dont le mouvement était entretenu à l'aide d'un courant électrique; vis-à-vis des extrémités libres des branches sont placés deux résonnateurs R et R' à tirage; un des diapasons avec son résonnateur est placé dans l'intérieur d'une grande caisse afin d'en étouffer le son et d'empêcher l'ébranlement de se communiquer au second résonnateur par les vibrations de l'air. Aux résonnateurs sont fixés des tubes de caoutchouc, qui se rendent dans une pièce voisine; les extrémités de ces tubes aboutissent aux deux branches t et t' d'un tube de cuivre bifurqué, et l'oreille, à l'aide d'un petit tube de caoutchouc fixé à la troisième tubulure t'', reçoit l'impression due à la coexistence des sons.

Un peu en avant du tube $t t' t''$, les deux tubes de caoutchouc passent dans deux petites presses à ressort, qui permettent d'intercepter partiellement ou totalement l'arrivée de l'un ou l'autre son à l'oreille.

Un des diapasons AB rendait le son ut_2 (cent vingt-huit vibrations doubles par seconde); le curseur du second diapason était déplacé successivement, de manière à lui faire rendre des sons de plus en plus différents de celui que produisait le premier.


Fig. 1.



Nous nous contenterons de rapporter dans ce travail les résultats relatifs à la théorie des battements, quand les deux sons concomitants sont très-rapprochés en hauteur, nous proposant de continuer ces observations sur l'audition des sons plus éloignés, formant des accords justes ou approchés; les sons simultanés qui produisaient les battements ne différaient pas l'un de l'autre de plus d'une tierce mineure, donnant de zéro à vingt-cinq battements par seconde.

Voici quel a été le résultat de nos observations :

Quand les deux sons diffèrent peu et qu'il y a au plus huit ou dix battements par seconde, on en a la perception parfaitement nette. Supposons d'abord que l'un des deux sons soit complétement intercepté, le son supérieur par exemple; dès que, en desserrant légèrement la presse qui comprime le caoutchouc correspondant, le son supérieur s'ajoute à l'autre, on cesse d'entendre ce dernier; on n'entend plus que le son qui éprouve les variations d'intensité ca-

ractérisées par les battements, et que, par abréviation, nous nommerons désormais le *son des battements*. Ce dernier son monte ou descend sensiblement, suivant qu'en pressant l'un ou l'autre caoutchouc on laisse prédominer l'un ou l'autre des deux sons coexistants.

Si, au contraire, on sépare les caoutchoucs du tube $t\,t'\,t''$ et que l'on mette l'un d'eux dans une oreille et l'autre dans l'autre, de manière à entendre chaque son isolément par une oreille, la combinaison des mouvements vibratoires ne se produit plus; on n'entend plus que les deux sons isolés sans aucune espèce de battements; la sensation de la dissonance, au contraire, est très-forte et très-désagréable. Si le nombre des battements dépasse dix par seconde, ils forment cette espèce de roulement désagréable que l'on entend encore, même quand ceux-ci sont tellement fréquents que l'on n'a plus la perception de chaque battement isolé. On constate, en outre, qu'à mesure que les sons concomitants s'éloignent l'un de l'autre, si un seul son existe d'abord, il faut que l'autre acquière une certaine intensité pour que l'on en ait la sensation et pour que les battements prennent naissance. On continue donc à entendre le premier son, sans entendre le second; puis tout à coup, quand les intensités s'approchent de l'égalité, on cesse d'entendre le premier son, et il est remplacé par le son des battements, qui en diffère notablement en hauteur; les mêmes faits se reproduisent en sens inverse quand on fait prédominer l'autre son ou qu'on éteint le premier. En outre, les variations de hauteur du son des battements sont moins considérables, et ce dernier son cesse brusquement de se produire, comme il a pris naissance.

Si l'on écoute de loin les deux sons, avec les deux oreilles, on entend trois sons, les deux sons isolés et celui des battements, ce qui occasionne cette sensation si désagréable de discordance due à la perception de deux sons très-voisins, dont un accompagné de battements; c'est évidemment ce fait qui a conduit M. Helmholtz à admettre que la cause de la discordance était due uniquement à la présence des battements, tandis qu'il résulterait de ces expériences que la discordance est due en réalité à l'indépendance des sensations différentes perçues par les deux oreilles.

III. — *Conclusions.*

Un son quelconque ébranle, comme l'on sait, dans l'oreille, un certain nombre de fibres avec une intensité décroissante, de part et d'autre des fibres dont l'ébranlement est maximum. Si donc deux sons de hauteurs peu différentes coexistent, il y aura un certain nombre de fibres communes ébranlées par les deux sons, tantôt fortement, tantôt faiblement, ce qui constitue le phénomène des battements; on n'entendra donc nettement que ce son intermédiaire.

Il se produit ici un phénomène analogue à celui que l'on observe dans la vision, quand l'œil reçoit les impressions émanant de deux points très-rapprochés; les surfaces ébranlées sur la rétine se superposent en partie; on ne peut avoir la sensation nette de ces deux points, mais une sensation mixte; si même les deux lumières sont différemment colorées, on aura la sensation d'une couleur due au mélange des deux premières.

De même, dans l'audition avec une seule oreille, on entend un son intermédiaire entre les deux sons isolés, qui se rapproche plus ou moins de l'un ou de l'autre suivant leurs intensités individuelles. Si les deux sons diffèrent très-peu l'un de l'autre en hauteur, il se produit dans le son entendu une gradation continue de l'un à l'autre; s'ils diffèrent notablement, il faudra qu'ils aient à peu près la même intensité pour ébranler d'une manière sensible les fibres intermédiaires, qui, elles, produiront la sensation du son que nous avons appelé *son des battements*. Contrairement à ce qui se produit pour la vision, les sensations apportées au cerveau par les deux oreilles restent complétement indépendantes, et, par conséquent, deux sons même très-voisins, perçus chacun par une oreille, ne donnent plus de battements, mais la sensation très-nette de l'intervalle (qui ici est une discordance), par suite de la comparaison que l'on peut faire des deux sensations simultanées.

Le sentiment de la concordance et de la discordance des intervalles musicaux ne saurait donc être attribué, comme l'avait supposé M. Helmholtz, à la coexistence de battements plus ou moins nombreux, soit entre les sons fondamentaux, soit entre leurs harmoniques.

Nous nous proposons d'étendre ces observations à l'audition des divers intervalles musicaux, pris dans diverses parties de l'échelle musicale; les quelques observations que nous avons faites dans cette voie nous ont montré déjà que la détermination de la justesse d'un intervalle musical est bien plus difficile quand l'audition a lieu par une seule oreille que par les deux séparément, chacune recevant la sensation d'un son différent.

DE L'EMPLOI EN PHYSIQUE DES LAMES DE COLLODION;

PAR M. E. GRIPON.

Pour préparer des lames de collodion, on fait dissoudre de 1gr,5 à 1gr,7 de fulmi-coton dans un mélange de 50 grammes d'alcool et 50 grammes d'éther. On étend ce collodion sur une glace, comme si l'on voulait faire un cliché, en prenant soin de souffler sur la glace, avant de verser le collodion, afin de la recouvrir d'une légère couche d'humidité. Lorsqu'au bout de quelques heures le collodion est bien sec, on met la glace dans l'eau; on l'en retire lorsque les bords de la couche se soulèvent. On applique alors sur le collodion une feuille de papier ordinaire et, rabattant sur cette feuille un des bords de la couche, on soulève le papier qui entraîne avec lui la lame de collodion; on laisse celle-ci sécher à loisir.

Propriétés électriques. — Il est peu de corps qui s'électrisent plus facilement que le collodion. Au moindre frottement de la main, il s'attache aux doigts. Si l'on fixe par un de ses bords, à un tube de verre, une lame de collodion, qu'on laisse pendre comme un étendard, on électrise cette lame en l'agitant dans un air sec et chaud. Le frottement de l'air sur la lame suffit pour cela.

Propriétés optiques. — Une lame de collodion peut être tendue sur un cadre de zinc ou de bois; lorsqu'elle est un peu humide, on la colle avec de l'empois ou de la colle liquide. La tension de la lame dépend de son degré d'humidité. Ces lames tendues sont minces, transparentes, polies comme le verre. Elles polarisent la lumière, et, d'après mes expériences, l'angle de polarisation maxima, compté à partir de la normale, est de 56° 30′. On en déduit, par la loi de

Brewster, que l'indice de réfraction de la lame est 1,5108, un peu plus petit que celui du crown, 1,5154.

En s'aidant du déplacement qu'éprouvent des franges d'interférence lorsqu'on interpose une de ces lames sur le trajet d'un des faisceaux interférents, on trouve que l'épaisseur des lames employées est comprise entre $\frac{8}{1000}$ et $\frac{9}{1000}$ de millimètre. J'en ai eu de beaucoup plus épaisses.

Couleurs des lames minces. — D'autres sont assez minces pour présenter les couleurs des anneaux colorés. Ces couleurs n'apparaissent pas lorsque la couche de collodion reste collée au verre, sans doute parce que, la différence des deux indices de réfraction étant très-faible, il n'y a pas de réflexion à la surface intérieure de la lame, et peut-être d'après cela pourrait-on se servir du collodion pour coller deux lames de verre, si l'on avait intérêt à affaiblir la réflexion qui se fait sur les surfaces en contact.

Comme M. Terquem l'avait observé de son côté, les colorations du collodion sont très-belles s'il recouvre un métal. On peut employer avec succès le verre argenté. Elles sont également très-vives si l'on reporte la couche de collodion sur du papier.

Diathermanéité. — Les lames de collodion sont diathermanes, autant que le sel gemme, pour la chaleur lumineuse d'une lampe ou d'une bougie. Elles laissent passer 0,91 de la chaleur incidente. En laissant à celle-ci la même intensité et en prenant pour source un cube noirci plein d'eau bouillante, on voit le pouvoir diathermane tomber à 0,70. La lame ne laisse passer que 0,50 de la chaleur si la température du cube est de 30 à 50 degrés.

Malgré son extrême minceur, la membrane est d'autant moins diathermane que la température de la source est plus basse.

Piles polarisantes. — On fabrique des piles polarisantes, en tendant des lames de collodion sur des cadres de zinc (ce sont des lames de zinc percées d'une large ouverture centrale). On empile ces lames, et l'on reçoit le flux de chaleur, de telle sorte qu'il fasse avec la surface de la pile un angle de 33°30'.

Ces piles peuvent remplacer les piles de glace en Optique si l'on opère avec la lumière diffuse ; elles se brisent sous l'action directe du Soleil. Elles peuvent bien mieux remplacer les piles de mica dont on se sert dans l'étude de la chaleur rayonnante. Si elles sont fragiles, elles sont aussi faciles à réparer. On peut leur donner de

grandes dimensions, se servir par là même de la pile de Melloni armée de son réflecteur conique. Elles sont mieux polies, plus diathermanes que les piles de mica et ne sont pas biréfringentes. J'ai trouvé que la chaleur transmise par une pile de dix lames de collodion renfermait 7 pour 100 de chaleur polarisée.

Deux pareilles piles de six lames, étant placées l'une après l'autre, laissent, lorsque leurs plans d'incidence sont perpendiculaires, passer les $\frac{2}{3}$ de la chaleur qui les traverse lorsqu'elles sont parallèles.

Emploi des membranes en Acoustique. — En tendant des lames de collodion sur des cadres, on a des membranes vibrantes très-délicates. Si l'on en fabrique un grand nombre, qui diffèrent par leur tension ou leurs dimensions, on en rencontrera quelqu'une qui soit à l'unisson d'un diapason donné. On le reconnaît à ce que la membrane vibre en même temps que l'instrument lorsqu'elle en est à 1 ou 2 mètres. Ces vibrations se reconnaissent facilement en appliquant contre la membrane verticale un petit pendule formé d'une balle de sureau suspendue à un fil de cocon. Le diapason est monté sur une caisse renforçante.

Si l'on place cette membrane à une distance de l'orifice de la caisse comprise entre 5 et 10 centimètres, le son de l'instrument éprouve un affaiblissement considérable et disparait même lorsque le diapason vibre faiblement.

Une membrane dont le ton serait bien différent de celui du diapason ne produirait rien de semblable. La membrane n'éteint le son de la caisse résonnante que parce qu'elle est à l'unisson de cette caisse. On désaccorde facilement une membrane en plaçant derrière elle une planchette qui lui soit parallèle. Or, si l'on approche une telle planchette de la membrane au moment où elle a éteint le son du diapason, on entend renaître le son primitif, intense, de l'instrument : on annule ainsi l'effet de la membrane en la désaccordant.

Celle-ci, placée à 5 ou 6 centimètres de l'orifice d'un tuyau d'orgue pris à l'unisson, agit également sur les vibrations de la colonne d'air ; le son du tuyau monte, la membrane et le tuyau vibrent à l'unisson, mais rendent un son différent de celui qui leur est propre.

Si l'on diminue la pression de l'air de la soufflerie, il arrivera que le tuyau vibrera encore lorsqu'il sera seul, et cessera complétement de le faire lorsque la membrane sera près de lui.

Ces effets se réalisent avec toute membrane qui est à l'unisson

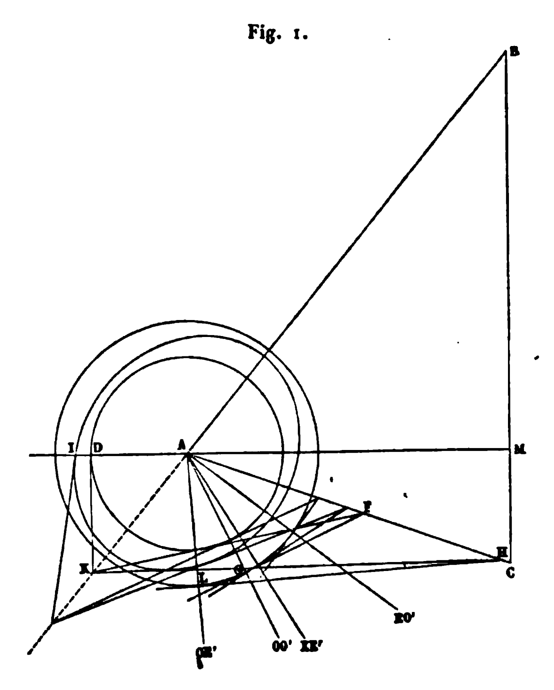
du tuyau, qu'elle soit en collodion ou en papier, mais la faible masse des lames de collodion rend l'expérience plus piquante (¹).

SUR LA DOUBLE RÉFLEXION INTÉRIEURE DANS LES CRISTAUX UNIAXES;

PAR M. ABRIA.

La théorie des ondes conduit à une règle générale très-simple pour trouver les directions des rayons réfléchis et réfractés à la surface de séparation de deux milieux mono ou biréfringents. Je me suis proposé de comparer la théorie avec l'observation dans le

Fig. 1.



cas où le rayon subit la réflexion totale sur la surface d'un cristal biréfringent uniaxe.

Soit BAC (*fig.* 1) un prisme biréfringent sur la face BC duquel

---

(¹) *Voir*, pour plus de détails, mon Mémoire publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5ᵉ série, t. III, p. 343.

tombe un rayon AM venant du vide : il se divisera en deux O, E, et chacun de ceux-ci se subdivisera en deux autres par la réflexion sur la face AB. On aura donc en général quatre rayons émergents par AC; on peut les désigner par OO', OE', EO' et EE'.

Si A est le point d'incidence, ce que l'on peut admettre sans nuire à la généralité de la question, il faut, d'après la théorie, décrire de A comme centre trois surfaces :

1° La sphère de rayon *o*;

2° L'ellipsoïde de demi-axes *o*, *e*, le premier dirigé suivant l'axe du cristal ;

3° La sphère de rayon *un*.

o, *e* représentent les vitesses ordinaire et extraordinaire du rayon dans la substance, estimées en prenant pour unité la vitesse dans le vide.

Si le rayon qui tombe au point A est ordinaire, il faut le prolonger jusqu'à sa rencontre en D avec la sphère *o*, mener par le point D un plan tangent à cette sphère jusqu'à sa rencontre en K avec la face AB, puis par le point K un plan tangent à la même sphère *o*, lequel rencontrera la face d'émergence AC en F. En menant par F un plan tangent à la sphère *un* et en joignant le point de contact G au point A, on aura la direction de OO'.

Si l'on mène par le point K un plan tangent à l'ellipsoïde prolongé jusqu'à sa rencontre avec AC en H et par H un plan tangent à la sphère *un*, on obtiendra OE' en joignant AL, L étant le point de contact.

Si le rayon qui tombe en A est extraordinaire, on le prolongera jusqu'à sa rencontre en I avec l'ellipsoïde, et, en répétant pour I les constructions effectuées pour D, on aura les directions de EO', EE'.

Il reste à traduire ces constructions en formules, lesquelles font connaître les angles des rayons émergents avec AC. L'expérience donnant les angles des rayons émergents entre eux, il suffit de comparer les valeurs auxquelles conduit le calcul avec celles fournies par l'observation pour contrôler la théorie.

Lorsque la double réfringence est peu énergique, comme dans le cas du quartz, on peut admettre que tous les rayons sont compris dans le plan d'incidence: les calculs sont alors simplifiés.

Dans le cas du spath, les points de contact des plans tangents avec l'ellipsoïde ne peuvent pas être supposés dans le plan d'inci-

dence, et il est nécessaire de calculer la coordonnée de chacun de ces points, parallèle à l'arête du prisme : les calculs, bien qu'un peu plus longs, sont assez simples.

L'accord entre la théorie et l'observation est en général satisfaisant. Les expériences ont pu être faites dans le cas du quartz avec une lampe placée à 10 mètres de distance du prisme : j'ai adopté $\lambda = 0^{mm},000550$. Dans celui du spath, il a fallu, à cause de la forte dispersion, recourir à la lumière solaire tamisée à travers un verre rouge pour lequel $\lambda = 0^{mm},000661$.

Sur soixante-six expériences de comparaison, les divergences atteignent rarement 1 minute pour le quartz ; elles se sont élevées, dans quatre cas, pour le spath à 20 minutes environ et dans vingt-six cas elles sont inférieures à 10 minutes. Si l'on tient compte des incertitudes inévitables des expériences, en ce qui concerne la direction de l'axe et du grand nombre de coefficients que l'on est obligé de calculer, on peut considérer la théorie comme suffisamment vérifiée.

NOTE CONCERNANT L'ACTION DU MAGNÉTISME SUR L'ÉTINCELLE D'INDUCTION;

PAR M. HENRI BECQUEREL,
Élève ingénieur des Ponts et Chaussées.

On sait que, si l'on interrompt entre les pôles d'un fort électro-aimant le courant électrique qui l'aimante, l'étincelle de l'extra-courant qui se produit en cette circonstance est accompagnée d'une véritable détonation. Cette étincelle prend la forme d'une petite flamme qui semble projetée par l'action de l'aimant, comme elle le serait par un courant d'air.

Je me propose de démontrer que dans cette circonstance l'action du magnétisme est une action mécanique exercée sur la décharge d'induction, qui n'est autre qu'un courant électrique de durée très-courte.

En effet, on reproduit exactement les mêmes phénomènes en substituant à l'action de l'aimant celle du vent d'une soufflerie.

Une manière simple de faire l'expérience est de se placer dans les conditions citées plus haut, et de rompre le courant électrique

à l'abri de l'influence de l'électro-aimant, en soufflant fortement soit avec un soufflet, soit même avec la bouche, sur l'étincelle au moment de la rupture. On entend alors une petite explosion, aussi forte que celle qui avait lieu sous l'action de l'aimant, et l'étincelle de l'extra-courant prend la même forme de petite flamme. Plus le courant d'air est rapide, plus le bruit est intense.

On a généralement admis que le bruit qui accompagne l'étincelle d'induction est dû à une expansion subite de l'air et des matières volatilisées des électrodes, suivie d'un retour rapide des molécules à leur position primitive. Dans cette hypothèse, plus la décharge est courte, plus le bruit doit être fort.

La substitution de l'action purement mécanique d'un courant d'air à l'influence du magnétisme semble démontrer que sous l'action du chalumeau comme sous l'action de l'aimant, l'effet est dû à une rupture brusque de la chaîne des molécules qui transmettent le courant électrique de très-courte durée, constituant la décharge d'induction.

La durée de la décharge étant ainsi notablement diminuée, le bruit qui l'accompagne prend une intensité remarquable.

Je dois rappeler que l'idée de faire agir un courant d'air sur l'étincelle d'induction est due à M. du Moncel, qui a mis à profit cette propriété pour séparer l'auréole du trait de feu.

NOUVEAU MOYEN DE PRODUIRE DES VIBRATIONS SONORES ET DES INTERFÉRENCES SUR LE MERCURE;

PAR M. C. DECHARME.

En soufflant dans un tube dont l'extrémité affleure la surface du mercure, on produit un son et des ondes circulaires formant un réseau symétrique sur le liquide. Plus le diamètre intérieur du tube est petit, plus le son est aigu et faible, plus aussi les ondes liquides sont fines et serrées. Tant que ce diamètre reste moindre que $0^{mm},4$ ou $0^{mm},5$, le son rendu ressemble au bourdonnement d'un insecte. Quand il atteint $0^{mm},7$ ou $0^{mm},8$, le son commence à prendre un caractère musical assez net et plein. Avec des tubes plus larges,

pouvant avoir de 4 à 10 millimètres (tubes de verre, de métal et même de caoutchouc), les sons acquièrent une gravité de plus en plus grande. On peut ainsi obtenir des sons dans toute l'étendue de l'échelle musicale et reculer même très-loin la limite supérieure.

Ce qui frappe tout d'abord dans ce genre d'expériences, c'est la grande tendance des sons à passer aux harmoniques sous l'influence d'une faible modification dans la pression de l'air insufflé ou dans la longueur de la partie plongeante du tube, surtout quand celui-ci a une largeur de 2 à 5 millimètres; c'est pourquoi il est assez difficile d'obtenir, par ce procédé, des sons simples; ils sont presque toujours composés d'harmoniques élevés et instables.

Le meilleur moyen de produire, par ce mode particulier, des sons continus, de hauteur fixe et très-nets, consiste à faire choix d'un tube dont le diamètre intérieur soit compris entre $0^{mm},8$ et 5 millimètres, à le fixer verticalement, de manière que l'une de ses extrémités, régulièrement effilée et coupée perpendiculairement à l'axe, vienne affleurer le mercure ou s'y enfoncer très-peu, et qu'à l'autre extrémité soit adapté un tube de caoutchouc, communiquant avec la boule d'un chalumeau de Luca, ou mieux avec une grosse vessie en caoutchouc de 2 ou 3 litres, qu'on emplit d'air sec et que l'on comprime d'autant moins que le tube est plus large.

On peut dire, en général, que la hauteur, l'intensité et le timbre des sons rendus par le moyen qui vient d'être indiqué dépendent à la fois du diamètre, de la longueur et de la nature du tube sonore, de l'épaisseur de ses bords, de la forme de son extrémité affleurante (plane, arrondie, plus ou moins effilée ou amincie), de la quantité plus ou moins grande de la partie plongeante, de la température, de la pression et de la nature du gaz qui détermine les vibrations sonores; enfin, et surtout, de la capacité du réservoir d'air, ou plutôt du rapport harmonique de ce volume à celui du tube sonore et du tuyau de communication. Cette dernière condition est tellement essentielle, qu'un tube donnant d'excellents résultats avec telle boule soufflante peut n'en pas donner de bons avec une autre boule de volume différent ou quand la première est presque vide. Je ne fais qu'indiquer aujourd'hui ces relations, sauf à y revenir plus tard pour les préciser.

Parmi les applications que l'on peut faire du phénomène qui vient d'être décrit, je citerai la suivante : on connaît divers moyens

de produire sur le mercure des ondes qui, après réflexion contre les parois d'un vase elliptique, viennent interférer avec les primitives et former un réseau symétrique (c'est l'expérience de Weber). Je propose aussi, à cet effet, l'emploi très-simple d'un tube plus ou moins fin, par lequel on soufflera régulièrement sous la surface du mercure. En faisant varier les éléments précités, on aura, selon la hauteur des sons produits, des ondes plus ou moins apparentes, avec des interférences très-nettes et des concamérations fixes et symétriques.

Le phénomène précédent, celui des ondes liquides, simples, régulières, plus ou moins fortes, celui des ondes radiées ou striées, celui des anneaux circulaires (provenant sans doute de la coexistence des sons harmoniques) et celui des figures produites par deux sons simultanés (accord de tierce, de quinte, d'octave, etc.) peuvent être projetés très-facilement au moyen de la lumière solaire ou d'une lumière artificielle suffisamment vive. Grâce au pouvoir réflecteur considérable du mercure bien pur, les moindres détails de ces phénomènes se dessinent avec une grande netteté sur l'écran qui reçoit l'image de la surface mercurielle, siége des mouvements vibratoires.

SUR LES CANNELURES DE MM. FIZEAU ET FOUCAULT;

PAR M. NODOT,
Préparateur de Physique à la Faculté de Dijon.

Ayant à préparer l'expérience des *cannelures* du spectre, dues à l'interposition d'un corps biréfringent, j'ai eu l'idée d'y employer, au lieu de deux prismes de Nicol, deux gros rhomboèdres de spath dont les sections principales étaient antiparallèles : les cannelures vinrent plus nettes et plus vives que jamais.

Entre le prisme qui, armé de sa lentille, donne sur le tableau un spectre réel très-net et la fente verticale du porte-lumière, on interpose l'ensemble des deux spaths, assez écartés l'un de l'autre pour qu'on puisse y insérer le quartz, parallèle à l'axe, générateur des cannelures. Leurs sections principales étant horizontales, on obtient, dans le trajet qui les sépare, deux lignes lumineuses verti-

cales et à la sortie du dernier, à cause de l'antiparallélisme et de l'égalité d'épaisseur, une seule ligne lumineuse due à la superposition des deux précédentes. En intercalant le quartz (sa section principale à 45 degrés de celle des spaths), au filet lumineux précédent s'ajoutent deux filets latéraux d'intensité sous-double, l'un à droite, l'autre à gauche. On aura les belles cannelures signalées plus haut si le prisme ne reçoit que le double filet central, ou encore s'il ne reçoit que les deux latéraux ; elles disparaissent si les trois filets concourent tous également à la formation du spectre.

On prévoit que cela doit tenir à ce que les cannelures du filet central double sont complémentaires de celles des filets latéraux, les noirs des unes coïncidant avec les maxima des autres. C'est à l'aide du spectroscope que nous avons le plus aisément d'abord manifesté et cet antagonisme des deux systèmes de cannelures et la superposition parfaite de celles qui sont dues soit aux deux images latérales, soit aux deux images centrales superposées.

Placez l'ensemble des spaths et du quartz tout près de la fente du spectroscope et ayez une fente verticale mobile près de la face extérieure du premier spath ; grâce à la proximité, vous aurez trois filets lumineux distincts, dont chacun pourra, par la translation de la fente auxiliaire, couvrir tour à tour celle du spectroscope : dans chaque cas on a des cannelures. Les nôtres, données par un quartz épais de $1^{mm},157$, étaient espacées, dans la région la plus brillante, de 20 divisions de l'échelle, deux minima consécutifs tombant, quand il s'agissait d'un des filets latéraux, l'un sur 80, l'autre sur 100. Eh bien, quand on passait à l'image centrale, les deux minima de la même région correspondaient aux divisions 90 et 110. Pour avoir les cannelures de chacune des deux images centrales superposées et constater leur identité, il suffit de barrer la route à l'un des deux faisceaux, qui existent seuls et séparés entre les deux spaths.

Pour amener à la fois sur la fente les quatre faisceaux et assister à la disparition des cannelures, il suffit de reculer vers le porte-lumière l'ensemble des spaths et du quartz et d'amener ainsi et l'épanouissement et la superposition des filets lumineux ; mais, même alors, en barrant la route à telle ou telle des images par des obstacles mis près des spaths, on peut ne garder que tel ou tel des faisceaux épanouis et obtenir de nouveau les cannelures.

On peut varier ces expériences. La disposition suivante, préférable à toute autre, donne simultanément soit dans le spectroscope, soit sur le tableau, les trois sortes de cannelures avec leurs rapports de position et d'intensité. On dispose parallèlement à la fente les deux sections principales des spaths, leur relation mutuelle pouvant être l'antiparallélisme sans rien changer aux résultats. On n'a alors qu'une ligne lumineuse provenant de la superposition des quatre. Comme la superposition cesse aux extrémités, si l'on ne garde que leur partie commune, on n'a pas de cannelures. Si alors on place, près de la face antérieure du premier spath, une fente horizontale ou simplement un petit trou rond, on obtiendra sur la fente du spectroscope trois images lumineuses dont la médiane a deux fois plus de lumière. Elles fournissent à trois niveaux différents les trois sortes de cannelures. Quand il s'agit du spectre projeté, on place près de la fente du porte-lumière le système des spaths et du quartz, et, pour évoquer les trois systèmes de cannelures, il suffit d'appliquer sur la fente soit une autre fente horizontale, soit le petit trou : ce spectre cannelé de trois systèmes de grosses franges dont les extrêmes correspondent aux parties brillantes du système moyen constitue une très-belle expérience.

L'existence de deux sortes de cannelures tient, ainsi qu'on peut le reconnaître aisément, à ce que, dans les décompositions successives qui mènent à ces quatre images, il y en a deux qui sont passibles de la perte de $\frac{\lambda}{2}$ si bien mise en lumière dans ce genre de phénomènes par les expériences de Fresnel et Arago ; et l'on voit sans peine que les deux images superposées O_o, E_e subissent à la fois cette perte ou y échappent à la fois. Quant à la vivacité du phénomène, elle vient de ce qu'on a deux fois plus de lumière qu'avec deux Nicols, puisque les Nicols ne gardent qu'un des deux systèmes de cannelures similaires qui coexistent quand on emploie les spaths.

G. CAREY-FOSTER. — On graphical methods of solving certain simple electrical problems (Sur des méthodes graphiques propres à résoudre certains problèmes électriques simples) ; *Philosophical Magazine*, t. XLIX, p. 368 ; 1875.

L'auteur fait remarquer que la loi de Ohm peut être représentée graphiquement de trois manières :

1° En prenant pour ordonnées les forces électromotrices et pour abscisses les intensités : il ne discute pas cette méthode dont j'ai, du reste, déjà donné la théorie, ainsi que diverses applications ([1]).

2° En prenant pour ordonnées les forces électromotrices et pour abscisses les résistances. C'est la méthode graphique employée par Ohm et utilisée souvent dans les opérations de télégraphie.

Dans cette méthode, la loi est représentée par une ligne droite dont le coefficient angulaire est l'intensité du courant, l'abscisse du point d'intersection la résistance correspondante, et l'ordonnée à l'origine la force électromotrice.

3° En prenant pour ordonnées les intensités et pour abscisses les résistances. La courbe est une hyperbole équilatère dont le rectangle des coordonnées donne la force électromotrice.

L'auteur donne diverses applications de la seconde méthode et décrit un appareil qu'il nomme *règle galvanométrique à curseur*, au moyen duquel on résout pratiquement et très-vite les problèmes simples relatifs aux piles ([2]).

Soit, en effet, une ligne indéfinie sur laquelle en un point A nous menons une droite AB (*fig.* 1) faisant avec elle-même un angle α tel, que tangα représente l'intensité du courant, lorsque la résistance

Fig. 1.

du circuit extérieur à la pile est nulle. Introduisons dans le circuit une résistance connue $AA' = l$; par le point A′ menons une droite A′B′ faisant avec AA′ un angle α' tel, que tangα' représente l'intensité correspondante du courant. Ces deux lignes se coupent en B;

([1]) *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 965; *Journal de Physique*, t. III, p. 278.

([2]) Dans la Note que j'ai publiée dans le *Journal de Physique*, t. III, p. 278, j'indique une méthode qui, au moyen d'une simple graduation et d'un cordon fixé en un point, permet de résoudre très-facilement des problèmes analogues.

la longueur de la perpendiculaire OB représente la force électromotrice et OA la résistance r de la pile.

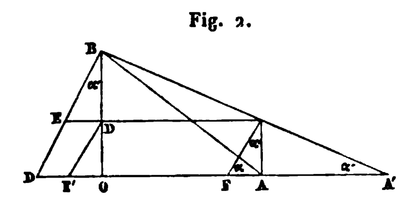
Dans l'appareil de M. Carey-Foster, AA' est une règle graduée ayant son zéro en A. En ce point est un quadrant fixe gradué en degrés ; le long de la règle se meut un autre quadrant A', deux fils fixés aux points A et A' s'enroulent sur des poulies P, P' que l'on peut déplacer à volonté et sont tendus par des poids. En déplaçant convenablement les poulies, on donne aux angles A et A' les valeurs voulues, et, si l'on fait glisser le long de la règle une tige verticale divisée OB, jusqu'à ce qu'elle rencontre l'intersection des fils en B, on aura immédiatement la force électromotrice OB et la résistance OA de la pile. Si les intensités sont données par une boussole des tangentes, les angles α et α' représenteront les déviations mêmes de la boussole, et l'on sera dispensé de faire usage de Tables trigonométriques.

Chaleur développée dans le circuit. — Menons BD perpendiculaire à BA' (*fig.* 1 et 2); OD représente la chaleur dégagée dans le circuit; en effet

$$OD = OB \tan\alpha' = AI = RI^2.$$

Si OA est la résistance r de la pile et AA' la résistance l du cir-

Fig. 2.



cuit extérieur, $ED = rI^2$ est la chaleur dégagée dans la pile, et $AF = OF' = lI^2$ la chaleur dégagée dans le circuit extérieur.

Courants dérivés. — Soient $AB = r$, $BC = r'$ (*fig.* 3) les résistances individuelles de deux conducteurs réunis en section. Menons AB' égal et perpendiculaire à AB; joignons CB'; BL est la résistance du système des deux conducteurs.

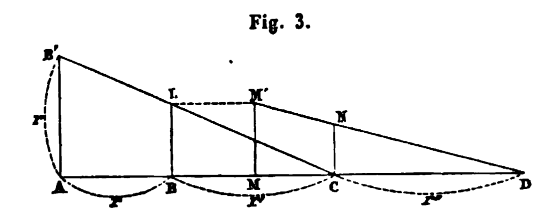
En effet

$$\frac{BL}{r} = \frac{r'}{r + r'}, \quad \text{d'où} \quad BL = \frac{rr'}{r + r'}.$$

Pour trois ou un plus grand nombre de conducteurs réunis en

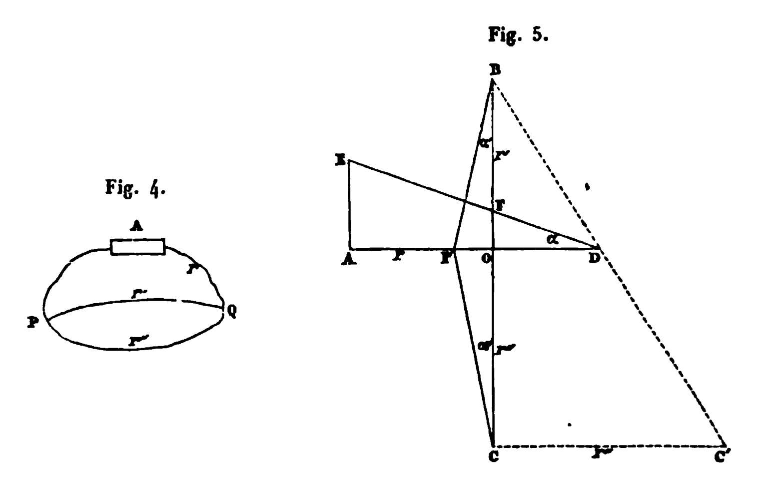
section, on opérerait de même. Soit BL la résistance du système de r et r'; menons à partir du point C une ligne CD $= r''$; joignons D

Fig. 3.



avec M' obtenu en prenant CM $=$ BL et menons MM' égal et perpendiculaire à CM; CN représente la résistance cherchée. On continuerait de même pour un plus grand nombre de conducteurs.

Cherchons actuellement l'intensité et la distribution du potentiel dans les trois branches r, r' et r'' réunies en P et en Q, le circuit r contenant une force électromotrice A (*fig.* 4).



Soit OA $= r$ (*fig.* 5) : sur une perpendiculaire en O à AO prenons en sens inverse OB $= r'$, OC $= r''$. Du point C menons CC' égal et perpendiculaire à OC. Joignons BC'; OD est la résistance de r' et r'' réunis en section. Soit AE $=$ A la force électromotrice de la pile du circuit r; joignons ED. Il est évident que tang EDA $= \tang \alpha$ est l'intensité du courant dans le circuit r, et aussi la somme des intensités des courants dans les circuits r' et r''. Pour obtenir séparément ces deux intensités, remarquons que OF représente la diffé-

rence de potentiel entre les points P et Q ou la force électromotrice effective qui agit en ce point sur les deux conducteurs r' et r''. Sur OA prenons OF' = OF ; joignons F'B et F'C; tangOBF' = tangα' est l'intensité du courant dans la branche r' et tangOCF' = tangα'' l'intensité dans la branche r''.

Enfin supposons que, le conducteur r contenant une force électromotrice A, le conducteur r' contienne une force électromotrice A'. Si ces deux forces électromotrices sont dirigées de manière à produire en P et en Q des potentiels différents agissant dans le même sens, nous aurons réalisé la disposition imaginée par M. Poggendorff sous le nom de *méthode de compensation,* pour la comparaison des forces électromotrices. Cherchons à obtenir géométriquement la *compensation* dans l'une quelconque des trois branches.

Soient OA = r, OB = r' les résistances des deux branches contenant les forces électromotrices A et A'. Soit CO perpendiculaire à AB, égal à la résistance r'' de la troisième branche ; sur son prolongement prenons OA' = OA et OB' = OB. Menons A'A'' égal et parallèle à OA, et en sens inverse B'B'' égal et parallèle à OB ; joignons A''C et B''C qui coupent AB en M et en N.

Si nous menons AE égal à la force électromotrice A du circuit r perpendiculaire à AB, et en sens inverse (si les potentiels en P et

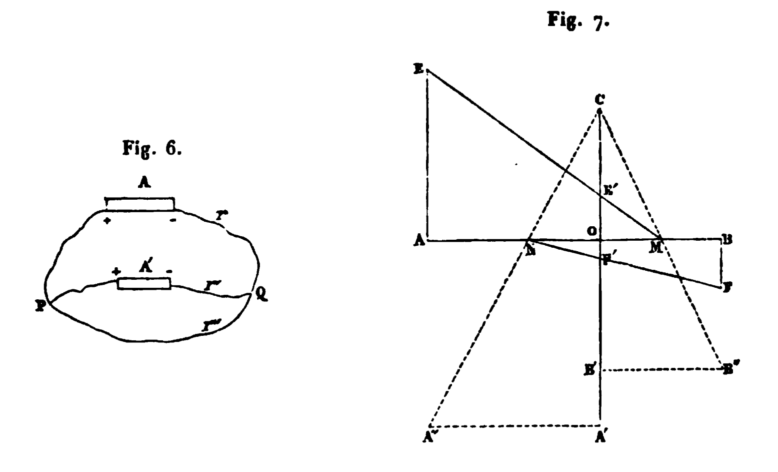


Fig. 6.

Fig. 7.

en Q sont de même signe) BF perpendiculaire à AB et égal à la force électromotrice A' du circuit r', nous aurons, en joignant EM

et FN, $F'E' = FO + OE'$ égal à la force électromotrice effective, développée dans le circuit de résistance $r'' = OC$.

De même, $AE - F'E'$ et $BE - F'E'$ représentent les forces électromotrices effectives dans les circuits AO de résistance r, et OB de résistance r' (*fig.* 6).

On a donc ainsi tous les éléments nécessaires à la discussion de la méthode de compensation.

L'auteur termine son travail par l'exposition de la troisième méthode; j'en ai déjà indiqué le principe dans ce Journal (t. III, p. 278). Je ne crois pas utile d'indiquer les simplifications qu'y apporte l'auteur et qui dispensent du tracé géométrique des hyperboles, cette troisième méthode étant beaucoup moins pratique que les deux premières. A. Crova.

H. HELMHOLTZ. — Zur Theorie der anomalen Dispersion (Théorie de la dispersion anomale); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 582; 1875.

La dispersion anomale présentée par certains milieux qui absorbent fortement la lumière a été découverte par M. Le Roux (¹), étudiée depuis par divers physiciens, entre autres par MM. Christiansen (²), Kundt et Soret (³). Divers essais de théorie ont été proposés pour l'explication de ces nouveaux phénomènes, spécialement par Sellmeier (⁴), Ketteler (⁵), O.-E. Meyer (⁶). La théorie plus complète, présentée aujourd'hui par M. Helmholtz, emprunte son principe à la théorie de M. Sellmeier, dont elle ne diffère qu'en ce qu'elle établit un lien précis entre les phénomènes de l'absorption de la lumière et de la dispersion.

L'auteur admet, après M. Sellmeier, que, dans les milieux transparents, certaines molécules pondérables participent aux vibrations de l'éther qui les environne. Pour échapper aux difficultés inextri-

---

(1) Le Roux, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LV, p. 126; 1862.

(2) Christiansen, *Annales de Poggendorff*, t. CXLIII, p. 479.

(3) Kundt, Soret : voir *Journal de Physique*, t. I, p. 38 et suiv., et p. 68, des analyses de leurs Mémoires par M. Lévistal.

(4) Sellmeier, voir *Journal de Physique*, t. I, p. 104.

(5) Ketteler, *Annales de Poggendorff*, Jubelbande.

(6) O.-E. Meyer, *Annales de Poggendorff*, t. CXLV.

cables qui résultent de la discontinuité de l'éther et des molécules pondérables covibrantes, il admet, à l'exemple de Cauchy [1], que l'on peut considérer l'éther et la matière pondérable comme deux milieux continus agissant l'un sur l'autre, de telle manière que leur action réciproque est la même en un point quelconque de l'un des milieux. De plus, pour expliquer le fait de l'absorption de la lumière, il admet qu'une partie des vibrations transmises aux molécules pondérables se transforme en vibrations irrégulières, c'est-à-dire en chaleur; ce que l'on peut exprimer en disant que le milieu pondérable oppose au mouvement des molécules covibrantes une résistance analogue au frottement.

Considérons une onde plane se propageant dans le sens de l'axe des y, et examinons les forces qui agissent sur une molécule d'éther et sur une molécule matérielle covibrante.

Chaque molécule d'éther est soumise, outre la réaction élastique de l'éther, à une force provenant du milieu pondérable; celle-ci doit être proportionnelle au déplacement relatif d'une molécule d'éther par rapport à une molécule pondérable.

Chaque molécule covibrante est soumise : 1° à une force égale et directement opposée à la précédente; 2° à une force provenant des molécules pondérables immobiles, s'il y en a, qui tend à ramener les molécules covibrantes dans leur position d'équilibre, et qui doit être proportionnelle à leur déplacement; 3° à une force retardatrice proportionnelle à la vitesse du déplacement; cette dernière est l'effet du frottement intérieur admis par Helmholtz au sein du milieu pondérable.

Soient ξ et x les élongations d'une molécule d'éther et d'une molécule covibrante au temps t; les équations du mouvement vibratoire seront, d'après les principes précédents,

$$(1)\quad \begin{cases} \mu \dfrac{d^2\xi}{dt^2} = \alpha^2 \dfrac{d^2\xi}{dy^2} + \beta^2(x-\xi), \\ m \dfrac{d^2x}{dt^2} = \beta^2(\xi - x) - a^2x - \gamma^2\dfrac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Dans ces équations, μ et m représentent respectivement les masses

[1] Cauchy, dans son grand Mémoire sur la dispersion, publié en 1835, substitue à l'éther discontinu des milieux pondérables un éther fictif de densité constante. (*Voir* Verdet, *Optique physique*, t. I, p. 3 et suiv.)

de l'unité de volume d'éther et de milieu covibrant; α^2 est la constante élastique de l'éther; β^2, a^2 et γ^2 sont des constantes.

On peut satisfaire au système (1) en posant

$$(2)\qquad \begin{cases} \xi = \mathcal{A} e^{ly-int}, \\ x = \mathrm{A} e^{ly-int}, \end{cases}$$

les constantes $\mathcal{A}$, A, l et n étant liées entre elles par les relations

$$(2a)\qquad \begin{cases} (-\mu n^2 - \alpha^2 l^2 + \beta^2)\mathcal{A} = \beta^2 \mathrm{A}, \\ (-mn^2 + a^2 + \beta^2 - \gamma^2 in)\mathrm{A} = \beta^2 \mathcal{A}. \end{cases}$$

Les équations (2), où i représente $\sqrt{-1}$, sont les équations d'un mouvement vibratoire correspondant à n vibrations par seconde. La longueur d'onde, ainsi que l'absorption, dépendent du coefficient l qui, lui-même, dépend de n d'après les équations (2a). Si l'on multiplie ces deux équations membre à membre, on obtient, après réductions,

$$(2b)\qquad -\frac{l^2}{n^2} = \frac{n}{\alpha^2} - \frac{\beta^2}{\alpha^2 n^2}\left(1 + \frac{\beta^2}{mn^2 - a^2 + \beta^2 + \gamma^2 in}\right).$$

L'examen de cette dernière formule montre que, si n est réel, l est nécessairement complexe. Nous poserons, pour abréger,

$$(2c)\qquad l = -k + \frac{in}{c};$$

$-k$ et $\frac{n}{c}$ sont égaux respectivement à la partie réelle et au coefficient de $\sqrt{-1}$ dans la valeur de l tirée de (2b). Sous cette forme, on reconnaît que k représente le coefficient d'absorption du milieu, et c la vitesse de propagation dans l'intérieur du milieu de la lumière considérée.

D'ailleurs, si l'on désigne par C la vitesse de propagation dans le vide, $\frac{C}{c}$ est l'indice de réfraction du milieu pour la lumière caractérisée par n vibrations par seconde. La formule (2b) fournit donc le moyen d'étudier séparément la marche de l'absorption et celle de la réfrangibilité, quand on fait varier le nombre de vibrations de la lumière.

L'auteur développe les calculs dans deux cas distincts : celui

d'une absorption très-faible et celui d'une absorption considérable.

Dans le premier cas, il reconnaît que le rapport $\frac{k}{c}$ est susceptible d'un maximum pour une valeur déterminée de n, et les formules obtenues lui permettent de reconnaître quelles sont les constantes des équations différentielles (1), d'où dépend l'intensité de l'absorption au centre de la bande sombre, ainsi que la largeur de la bande. Quant à l'indice de réfraction, la discussion des formules établit que ses variations ne peuvent produire dans le cas actuel de dispersion anomale à un degré sensible. Seuls les milieux qui exercent sur la lumière une absorption extrêmement puissante jouissent de cette curieuse propriété, comme l'expérience l'a d'ailleurs établi.

Dans le second cas, on peut encore étudier commodément la variation de l'absorption et de l'indice dans le voisinage du maximum d'absorption, et les résultats obtenus sont en accord avec l'expérience, spécialement en ce qui concerne le sens dans lequel l'indice varie.

Il est à remarquer que tous les développements qui précèdent n'expliquent la formation que d'une seule bande sombre. Quand il y a deux ou plusieurs bandes d'absorption, on peut faire intervenir diverses sortes de molécules pondérables covibrantes. Les équations différentielles du problème sont alors au nombre de $p+1$:

$$(1\ bis)\quad \left\{\begin{aligned} &\mu \frac{d^2\xi}{dt^2} = \alpha^2 \frac{d^2\xi}{dy^2} + \Sigma[\beta_1^2(x_1-\xi)],\\ &m_1 \frac{d^2x_1}{dt^2} = \beta_1^2(\xi - x_1) - a_1^2 x_1 - \gamma_1^2 \frac{dx_1}{dt},\\ &m_2 \frac{d^2x_2}{dt^2} = \beta_2^2(\xi - x_2) - a_2^2 x_2 - \gamma_2^2 \frac{dx_2}{dt},\\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \end{aligned}\right.$$

et fournissent pour le voisinage de chaque bande d'absorption des résultats analogues aux précédents.

E. Bouty.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne); 1874.

(SUITE ET FIN.)

J. PULUJ. — Sur le coefficient de frottement de l'air considéré comme fonction de la température, p. 22 et p. 160.

Un vase plein d'air raréfié communique par un tube capillaire avec un manomètre à eau; on note le temps que l'eau met à monter jusqu'à un trait de repère. On calcule, par la loi de Poiseuille, le coefficient de frottement de l'air. Les expériences sont faites entre 1 et 91°, 2.

En appelant η_0 le coefficient à zéro, on a

$$\eta = \eta_0 (1 + \alpha t)^n, \quad n = 0,590609 \pm 0,00951;$$

il est voisin de $\frac{2}{3}$. La formule théorique donne pour n la valeur $\frac{1}{2}$.

DVOŘÁK. — Sur la transmission du son dans les gaz, p. 27.

L'explication, que donne l'auteur, de l'affaiblissement qu'éprouve le son lorsque le corps sonore est dans l'hydrogène, est fondée sur ce que la force vive dépensée dans des temps égaux par un corps placé dans des milieux gazeux est, à amplitudes égales, proportionnelle à la racine carrée du produit de la densité du gaz par sa surface élastique.

STEFAN. — Théorie des forces magnétiques, p. 28.

Calcul de l'action magnétique d'un courant électrique. — L'auteur prouve l'équivalence de cette action et celle d'un aimant sur un point intérieur ou extérieur. Une sphère ou un ellipsoïde dont la surface est sillonnée de courants circulaires et parallèles constitue un champ magnétique homogène. Le potentiel magnétique ne suffit pas à déterminer l'action d'un aimant sur un point intérieur; en dehors des forces qu'il donne, il en est d'autres qui dépendent de la forme et du groupement des molécules : on déduit de l'action précédente la théorie de l'induction magnétique et celle de la polarisation diélectrique.

BOLTZMANN. — Mesure des constantes diélectriques des gaz, p. 49.

On prend pour unité la constante diélectrique du vide. La racine carrée de la constante d'un gaz est égale à l'indice de réfraction du gaz (théorie de Maxwell). Voici les nombres, les gaz étant à zéro sous la pression de 760 :

	$\sqrt{D}$	c
Air	1,000 294	1,000 294
Acide carbonique	1,000 473	1,000 449
Hydrogène	1,000 132	1,000 138
Oxyde de carbone	1,000 345	1,000 340
Protoxyde d'azote	1,000 497	1,000 503
Gaz oléfiant	1,000 656	1,000 678
Gaz des marais	1,000 472	1,000 443

La constante diélectrique du soufre cristallisé change, conformément à la théorie de Maxwell, quand on la prend dans une direction différente par rapport aux axes optiques du cristal.

L. WEISS. — Sur la détermination quantitative du sucre par la méthode optique, p. 93.

Les angles de rotation pour la lumière jaune du sodium et pour la teinte de passage sont dans le rapport de 100 à 104,9. On peut et l'on doit éviter la décoloration des urines diabétiques. Le pouvoir spécifique de rotation du sucre de canne est de 64°,064.

STREINTZ. — Décroissance d'amplitude des vibrations excitées par la torsion d'un fil, p. 96.

La décroissance est d'autant plus rapide que la température est plus élevée ; elle est due en partie à la résistance de l'air, et elle est alors proportionnelle à la vitesse, en partie à une résistance intérieure du fil.

Le décrément logarithmique L, différence des logarithmes naturels des deux amplitudes consécutives de même sens, reste le même, quelle que soit celle des deux causes que l'on considère. Pour la résistance intérieure, le décrément semble indépendant de l'inertie, de la longueur, peut-être du diamètre du fil, et l'on peut le représenter par $L = \alpha + \beta e^{\gamma t}$, α, β, γ étant des constantes, t la température.

LANG. — Indices de réfraction de l'air à diverses températures, p. 64.

Sera l'objet d'une analyse détaillée.

SCHRÖTTER. — Transformation du phosphore ordinaire en phosphore amorphe, p. 66.

On met dans un tube de Geissler de la vapeur de phosphore très-raréfiée. Après le passage de l'étincelle, les parois du tube se recouvrent d'une couche de phosphore amorphe dont la couleur varie du jaune d'or au brun rouge, ou présente les irisations minces.

Même effet, si la vapeur est entre deux tubes clos et si la décharge passe dans le tube intérieur seul. L'électricité n'agit plus alors que par induction.

STEFAN. — Expériences sur l'adhésion apparente, p. 99.

Il faut une certaine force pour séparer dans l'air, mais surtout dans l'eau, deux plaques parallèles très-voisines, séparées, par exemple, par des fils fins. L'auteur constate qu'une force quelconque, même très-faible, opère cette séparation ; mais, pour éloigner les deux plaques d'une quantité appréciable, il faut un temps inverse de la force, à peu près inverse du carré de la distance initiale, proportionnel à la quatrième puissance du rayon des plaques et proportionnel au temps que les fluides environnants mettent à s'écouler, sous volumes égaux et pressions égales, par un tube capillaire. La lenteur de la séparation est réglée par celle que met le liquide à pénétrer entre les deux plaques pour combler l'espace laissé libre par leur éloignement.

STEFAN. — Sur les lois des forces magnétiques et électriques dans les milieux magnétiques et diélectriques et leur liaison avec la théorie de la lumière, p. 222.

1° *Action réciproque des masses magnétiques dans un milieu magnétique, ou des masses électriques dans un milieu diélectrique.* — A côté des résultats de M. Helmholtz, que l'action réciproque ne change pas de mode par la présence d'un milieu, mais diminue quant à la masse, on trouve que, si les forces déterminent un travail positif, l'énergie totale du milieu diminue et réciproquement.

2° *L'action électromagnétique* d'un élément de courant sur

un pôle magnétique ne subit pas de changement au travers d'un milieu magnétique. L'action à distance d'un pôle sur l'élément de courant est diminuée par la présence du milieu. Il n'y a aucune énergie développée dans le milieu par la coexistence d'un élément de courant et d'un pôle magnétique.

3° *Action de deux éléments de courant dans un milieu magnétique.* —L'aimantation du milieu par l'influence des éléments fait que l'action à distance de ceux-ci s'exerce, d'après la loi dite *de Grassmann*. Le calcul de l'énergie due à la présence de deux éléments conduit à une formule qui est la moyenne arithmétique des expressions du potentiel électrodynamique, données par Neumann et Weber. Les variations de cette énergie ne correspondent à aucun travail équivalent des forces électrodynamiques. Chaque travail positif de ces forces est accompagné d'un accroissement de l'énergie, d'où l'on déduit la nécessité de l'induction. On peut déterminer la loi de cette induction.

4° En appliquant cette loi aux déplacements électriques dans un milieu diélectrique, les équations qui conviennent à ceux-ci s'accordent avec celles que donne la théorie de la lumière, non-seulement pour la forme, mais pour les valeurs numériques. La formule trouvée pour l'énergie exclut la propagation d'un déplacement longitudinal dans le milieu.

E. Gripon.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome V. — Juin 1875.

Trève et Durassier. — *Recherches sur les rapports existant entre la nature des aciers et leurs force coercitive*, p. 266.

Durassier. — *Note relative au choix des aciers*, p. 273.

Paul La Cour. — *Sur l'emploi du diapason dans la télégraphie électrique*, p. 284.

5e série. — Tome V. — Juin 1875.

M. Berthelot. — *Sur la chaleur de combustion des acides formique et oxalique*, p. 289.

M. Berthelot. — *Recherches thermiques sur le chlore et sur les agents d'oxydation et de réduction*, p. 318.

V. Neyreneuf. — *Sur le rôle, dans les phénomènes électriques, des substances isolantes en contact avec les corps conducteurs*, p. 356.

Dr de Chaumont. — *Sur la théorie de la ventilation*, p. 423.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome XLIX. — Juin 1875.

F. Kohlrausch et O. Grotrian. — *Pouvoir conducteur des chlorures alcalins et terreux et de l'acide nitrique en dissolution aqueuse*, p. 417.

J.-H. Gladstone et Alfred Tribe. — *Électrolyse de certains chlorures métalliques*, p. 425.

Alfred-M. Mayer. — *Recherches d'acoustique*, p. 428.

Charles Tomlinson. — *Sur quelques phénomènes qui sont en relation avec l'ébullition des liquides*, p. 432.

Wüllner. — *Remarques sur les observations de spectres gazeux faites par M. Goldstein*, p. 448.

Carey-Foster et Olivier J. Lodge. — *Propagation de l'électricité sur un plan de conductibilité uniforme*, p. 453.

William Spottiswoode. — *Nouveau polariscope rotatif*, p. 472.

Annales de Poggendorff.

Tome CLIV. — No 4. — Année 1875.

C. Braun. — *Conductibilité unipolaire due à des couches de gaz de diverse conductibilité*, p. 481.

F. Rossetti. — *Nouvelles études sur le courant de la machine électrique*, p. 507.

E.-V. Qvanten. — *Quelques remarques sur le Traité des voyelles de M. Helmholtz*, p. 522.

H.-F. Weber. — *Chaleur spécifique du charbon, du bore et du silicium.* — Premier Mémoire : *Relation entre la chaleur spécifique et la température de ces trois corps simples*, p. 553.

H. Helmholtz. — *Théorie de la dispersion anomale*, p. 582.

H. Waldner. — *Machine pour l'étude de la chute des corps*, p. 597.

A. Töpler. — *Détermination expérimentale du diamagnétisme par l'action inductrice qu'il exerce*, p. 600.

O.-N. Rood. — *Méthode optique pour étudier les oscillations des corps solides*, p. 604.

V. Dvořák. — *Sur une nouvelle circonstance qui fait varier la hauteur du son*, p. 611.

A.-W. Wright. — *Spectre de la lumière zodiacale*, p. 619.

K.-A. Holmgren. — *Remarque sur l'électromètre de Thomson*, p. 630.

Notice électroscopique, p. 635.

SUR LES SPECTRES DOUBLES;

PAR M. G. SALET.

Jusqu'à ce qu'une théorie physique des raies spectrales ait été formulée, c'est-à-dire vraisemblablement pendant longtemps encore, l'étude des spectres offrira plus d'intérêt pour les chimistes que pour les physiciens; car, il faut le reconnaître avec M. Dumas, dire d'un corps qu'il possède tel spectre ne nous enseigne rien de plus que de dire : tel corps en vapeur et dans telles conditions est rouge, vert ou violet.

La valeur des caractères fournis par l'examen spectroscopique aurait été considérablement accrue si l'opinion professée pendant plusieurs années par Ångström eût été établie définitivement sur des bases expérimentales. Selon cette opinion, chaque corps simple fournit un spectre unique, spectre exclusivement composé de raies, susceptibles seulement de s'élargir à une haute température, tandis que les corps composés ont seuls en partage ces bandes ombrées et comme cannelées d'un aspect si caractéristique et qu'on trouve, par exemple, dans le spectre fourni par un tube de Geissler rempli d'air. Si ces vues étaient exactes, le témoignage du spectroscope suffirait pour établir avec certitude la nature simple ou composée d'une substance; de plus, on n'aurait plus à s'inquiéter d'une multiplicité possible du spectre des éléments et l'analyse spectrale gagnerait encore en sûreté.

Malheureusement on peut faire et l'on a fait de nombreuses objections à cette théorie, qui a servi du moins à débarrasser la science de plusieurs erreurs, comme la multiplicité des spectres de l'hydrogène, du carbone, etc.; mais il est facile de la faire cadrer avec les faits observés sans la détruire et en la modifiant seulement dans son énoncé. C'est à cette théorie modifiée qu'Ångström semblait se rallier dans son dernier Mémoire; la voici : « Les atomes chimiques ont chacun un spectre unique; leur réunion donne des molécules *homogènes* ou *hétérogènes* susceptibles de fournir les unes comme les autres des spectres cannelés. »

D'après cette manière de voir, les spectres à bandes restent caractéristiques de la complexité de la molécule; mais ils ne peuvent

servir à décider si celle-ci contient des atomes dissemblables ou non; en un mot, si l'on a affaire à un corps simple ou composé. En effet, comme on le sait, des arguments chimiques très-sérieux conduisent à penser que la molécule des corps simples se compose souvent de plusieurs atomes semblables, et que les différences de groupement de ces atomes donnent naissance aux différents états allotropiques des éléments.

Autre conséquence : les éléments peuvent avoir plus d'un spectre, mais seulement un spectre de lignes, celui dû aux atomes eux-mêmes.

Nous le répétons : une étude mathématique des mouvements atomiques pourra seule élever la nouvelle hypothèse au rang de théorie et la faire entrer définitivement dans la science; mais, telle qu'elle est, elle n'est en contradiction avec aucun fait connu. L'hypothèse primitive d'Ångström, au contraire, doit être abandonnée, car l'expérience ne la vérifie pas; elle nie, par exemple, l'existence des spectres doubles : or on peut prouver qu'il y en a, comme on va le voir par les exemples suivants.

Prenons d'abord les métalloïdes. L'iode en vapeur, à la pression ordinaire, donne un spectre d'absorption composé de bandes cannelées. Ce spectre caractérise la belle couleur de l'iode, et aucun savant ne consentira à admettre qu'il est dû à un composé inconnu de ce métalloïde. Pour qu'il en fût ainsi, il faudrait que ce composé, malgré la richesse de sa coloration, existât dans la vapeur en proportion étonnamment petite, puisque l'analyse chimique n'en décèle aucune trace; il faudrait, de plus, que ses éléments fussent distincts de tous les autres corps simples, puisque, en faisant passer l'étincelle électrique dans la vapeur, opération dont l'effet, selon l'hypothèse actuelle, serait de résoudre le composé inconnu en ses éléments, on obtient un spectre dont les lignes ne coïncident avec celles d'aucun élément connu. Le même argument pouvant se répéter pour le brome, le soufre, etc., on arriverait donc en premier lieu à doubler ou à peu près le nombre des corps simples qui, dès lors, deviendraient pour la plupart inconnus à l'état de liberté. Il est infiniment plus probable que le spectre d'absorption en question, qu'on obtient toujours avec l'iode et qu'on n'obtient jamais sans lui, appartient à ce corps simple. On peut en observer l'épreuve négative en forçant l'iode à émettre de la lumière au lieu

d'en absorber ; dans tous les cas on apercevra les mêmes bandes dégradées de la même façon.

Maintenant, comme nous le disions tout à l'heure, faisons éclater l'étincelle à haute tension dans la vapeur, le spectre deviendra tout à fait différent ; il se composera exclusivement de raies, dont la disposition n'offrira aucun rapport avec celle des bandes primitives. Il suffit d'observer ensemble les deux spectres avec un appareil à trois prismes pour arriver à ce sujet à une conviction absolue. Comme nous opérons avec des quantités de matière notables, parfaitement susceptible d'être analysée chimiquement avec un corps facile à purifier, dont le spectre d'absorption a été étudié avec un soin minutieux par divers savants, nous pouvons affirmer que les deux spectres appartiennent à l'iode pur.

Pour des raisons entièrement semblables, nous admettons que le brome, le soufre, etc., ont deux spectres également.

Reste à démontrer l'existence du spectre des bandes de l'azote. Pour ce corps simple, les expériences n'ont pas le caractère frappant de celles de tout à l'heure. On est contraint d'employer un gaz difficile à purifier, d'opérer souvent à de faibles pressions ; mais un fait doit être noté : c'est qu'on obtient toujours le spectre de bandes avec de l'azote, quelque purifié qu'il soit, et que l'expérience tendant à prouver que l'azote séché au sodium ne donne pas de spectres de bandes a été vivement critiquée et enfin reconnue fautive par son auteur lui-même : le spectre observé était celui du carbone.

Les métalloïdes ne sont plus les seuls aujourd'hui à posséder des spectres cannelés. D'après des travaux qui s'exécutent en ce moment en Angleterre, les vapeurs des métaux alcalins donnent par absorption des spectres en tout semblables à ceux des métalloïdes. Rien n'est donc plus commun que ces spectres multiples, obtenus les uns à une température où certains groupements atomiques peuvent subsister, les autres à une température plus élevée qui les résout en leurs atomes constituants. La multiplicité des spectres a pu paraître d'abord singulière aux physiciens, comme l'allotropie aux chimistes : toutes deux sont des vérités nées de l'expérience et s'expliquent de même dans les théories actuelles par des différences de groupement des atomes semblables qui constituent les molécules des corps simples.

EXPOSÉ DE QUELQUES EXPÉRIENCES QUI INTÉRESSENT LA THÉORIE DE L'INDUCTION;

PAR M. FELICI.

I. On sait que le potentiel relatif à l'action de deux circuits fermés s, s' s'exprime par la formule $P = -ij\int \frac{\cos(ds, ds')}{r} ds ds'$. C'est M. F.-E. Neumann qui, le premier, arriva à cette formule : il y fut conduit dans ses recherches sur la théorie analytique de l'induction ([1]), en supposant que la force électromotrice, induite dans un élément en mouvement par un circuit voltaïque, est proportionnelle à la composante électrodynamique évaluée dans la direction du mouvement. En admettant cette hypothèse, il démontra que, dans le cas des circuits fermés, « la somme des forces électromotrices induites dans tout le circuit, pendant son mouvement, était égale à la différence des valeurs initiale et finale du potentiel ».

Par la méthode expérimentale d'Ampère ([2]), on arrive à une fonction de la même forme pour le cas des courants dits *instantanés;* et, en démontrant que la somme des courants induits, pendant le mouvement d'un circuit d'une position à une autre, est égale à la différence entre les deux courants instantanés, qui seraient induits successivement dans ces positions, on rattache le cas des courants instantanés à celui du mouvement des circuits linéaires et fermés. Par la même méthode, on démontre aussi que la somme des forces induites par le *glissement* d'une partie mobile du circuit induit sur une partie fixe est égale à la somme des forces qui seraient induites, par l'interruption du circuit voltaïque dans un fil conducteur placé sur la courbe dudit glissement ([3]). On rattache ainsi aux cas précédents l'expérience d'induction bien connue de la rotation du conducteur voltaïque radial. On voit donc que la même fonction P peut donner la valeur des courants induits dans toutes les expériences faites avec des circuits linéaires.

([1]) *Mémoires de l'Académie de Berlin*, 1845, 1847; *Journal de Liouville*, 1848.

([2]) *Annali delle Università toscane; Scienze cosmologiche*, t. III, 1855; *Annales de Chimie et de Physique*, 1832, 3e série, t. XXXIV, p. 16.

([3]) *Annali delle Università toscane*, t. IV, p. 10, fig. 12; *Annales de Chimie et de Physique*, t. XLIV, p. 344; *Die Lehre von den Wirkungen des galv. Stromes*, von G. Wiedemann.

En résumé, si l'on a égard seulement aux calculs nécessaires pour déterminer, dans chaque cas, une valeur qui ne soit pas contraire aux résultats numériques des expériences, il me semble que l'on peut affirmer que la démonstration expérimentale de la théorie de M. Neumann est complète; mais, en ayant égard aussi à l'interprétation physique des résultats et aux conditions réelles des expériences, j'ai rencontré dans certains cas quelque difficulté à admettre le principe fondamental de la théorie du célèbre physicien allemand. C'est ce qui m'a conduit à énoncer le principe relatif au glissement sous une autre forme, qui, peut-être à tort, suppose, dans le lieu du glissement, le développement d'une force électromotrice particulière (1).

II. Je vais citer les expériences qui ne me semblent pas être d'accord avec le principe fondamental de la théorie de Neumann. Je parlerai d'abord d'une expérience que j'ai faite, il y a déjà plusieurs années : j'emploie deux circuits dont la forme est celle de solénoïdes circulaires fermés. Dans ce cas, on obtient des courants induits instantanés, si les deux circuits s'entrelacent entre eux, comme les anneaux d'une chaîne. Ces courants sont indépendants de la forme et de la position du circuit induit (2). Une nouvelle étude de cette expérience fut faite dernièrement par M. Roiti : il remplaça le circuit induit par une double surface magnétique; et, suivant les formules de la *Théorie mathématique des solénoïdes* de M. Beltrami (3), il trouva pour le potentiel une valeur finie et constante. On doit enfin au même physicien une nouvelle expérience sur ce sujet (4). Au moyen d'un appareil très-ingénieux, il donne un mouvement aux fils qui forment les anneaux du solénoïde, dans l'expérience précédente du solénoïde neutre et du circuit induit entrelacés. Ces anneaux changent rapidement de forme, sans jamais cesser de constituer un solénoïde neutre, et de manière que la section de celui-ci devienne nulle à la fin du mouvement. Dans ce cas aussi il y a un courant induit. La première expérience semble intéresser l'appli-

(1) J'ai déjà, il y a longtemps, désavoué les conclusions que, relativement à ce cas du glissement, j'avais avec trop de précipitation tirées de l'expérience décrite dans la page 106 du tome LVI des *Annales de Chimie et de Physique*.

(2) *Nuovo Cimento*, p. 321, 1855; *Nuovo Cimento*, 2e série, t. IX, p. 3.

(3) *Nuovo Cimento*, 2e série, t. VII-VIII, p. 285.

(4) *Nuovo Cimento*, 2e série, t. XIII.

cation du principe fondamental de la théorie de M. Neumann; mais nous ne pouvons pas entrer ici dans une question dont la solution d'ailleurs pourrait subir quelque changement, après la nouvelle théorie proposée par M. Helmholtz. M. Helmholtz proposa la même fonction P, pour l'expression du potentiel de deux circuits l'un sur l'autre ([1]), mais sans la restriction des circuits fermés, restriction nécessaire dans la théorie de M. Neumann. Nous ne parlerons pas non plus des savantes discussions théoriques qui se sont élevées sur ce sujet, entre M. Helmholtz et d'autres savants; et nous nous restreindrons à ce qui est strictement nécessaire pour l'intelligence des expériences.

III. MM. Neumann ([2]) et Riecke ([3]) objectèrent à la théorie de M. Helmholtz que, dans l'expérience d'Ampère sur la rotation du conducteur voltaïque radial, il n'y aurait pas de changement de potentiel, et par conséquent pas de mouvement selon cette théorie. M. Helmholtz répondit par un travail analytique, dans lequel il démontra que dans une telle expérience le mouvement est dû à l'action de l'aimant ou des courants circulaires extérieurs sur les filets fluides qui adhèrent à l'extrémité immergée du conducteur radial, et qui se mouvant dans le sens de la rotation observée entraînent avec eux ce conducteur ([4]).

Pour éprouver cette explication, M. Zöllner ([5]) répéta la même expérience sans faire immerger dans le liquide l'extrémité du conducteur rigide radial. Il remplaçait l'eau acidulée par du mercure qu'il faisait communiquer avec ledit conducteur en attachant à l'extrémité de ce dernier une chaînette très-légère, faite avec des anneaux de métal, et qui tombait en partie sur la surface horizontale du liquide. Il faisait usage d'un aimant, et pendant la rotation l'extrémité de la chaînette, qui surnageait sur le mercure, restait toujours en arrière du conducteur radial. Dans l'explication de M. Helmholtz ([6]), la chaînette, sous l'action de l'aimant qui tend à la placer parallèlement aux courants circulaires de l'aimant, devrait

([1]) *Borch. Journ.*, Bd. LXXII.
([2]) *Berichte der K. Sächs. Ges. der W. Sitzung. am 3 August.*, 1872.
([3]) *Göttinger Nachrichten*, 1872.
([4]) *Borch. Journ.*, Bd. LXXVIII.
([5]) *Pogg. Ann.*, Bd. CLIII.
([6]) *Pogg. Ann.*, Bd. CLIII.

au contraire solliciter la partie rigide et radiale dans le sens du mouvement observé.

M. Herwig aussi [1] fit une expérience dans le même but; je ne la rapporterai pas en détail et je me contenterai de dire que M. Herwig a voulu exclure le conducteur liquide; mais par malheur, dans son expérience, le potentiel de la partie mobile n'est pas constant pendant le mouvement.

IV. Je vais présenter enfin une dernière expérience comme une simple étude, et non pas comme un obstacle infranchissable à la nouvelle théorie de M. Helmholtz.

Dans l'appareil ordinaire des cours, le conducteur radial de cuivre est remplacé par un tube de verre, dont l'extrémité centrale est fixée à une petite capsule, centrée avec elle sur l'axe de l'aimant. Un petit entonnoir, pourvu d'un robinet et disposé au-dessus de la capsule, permet de maintenir le tube toujours plein de mercure. Un filet de ce liquide sort de l'autre extrémité du tube et tombe verticalement sur le mercure qui sert à fermer le circuit. J'ai employé quatre couples de Bunsen, avec l'un des électro-aimants de l'appareil de Ruhmkorff, qui sert à l'expérience de Faraday sur la rotation du plan de polarisation. Il semble que d'après la théorie de Helmholtz l'appareil devrait rester insensible, et cependant le mouvement avait lieu comme à l'ordinaire.

En dernier lieu, j'ai fait passer le courant voltaïque seulement par la bobine de l'aimant temporaire, tandis que le mercure de la capsule centrale et l'extrémité périphérique du tube plein de mercure étaient en communication avec un galvanomètre à miroir assez délicat. En faisant tourner le tube radial autour de l'axe de l'appareil, j'ai obtenu des courants d'induction, dont le sens variait avec la direction du mouvement; mais le filet liquide qui sortait du tube présentait trop de résistance au passage du courant induit, et je ne pouvais donner avec la main un mouvement continu, ni rapide au tube, parce que dans ce dernier cas le tube se vidait par l'effet de la force centrifuge; à cause de ces inconvénients, je n'ai

[1] *Pogg. Ann.*, Bd. CLIII. Enfin *voir* encore le *Nuovo Cimento* pour les traductions des Mémoires de MM. C. Neumann, Helmholtz et Riecke. Le numéro de ce journal qui va paraître contiendra au moins une partie du dernier Mémoire de M. Helmholtz. Le tome XII, 1874, contient un travail de M. Beltrami, *Sur le potentiel électrodynamique*.

pas pu obtenir des courants induits assez considérables et constants, et l'expérience devrait être répétée dans des conditions meilleures ([1]).

MÉTHODE NOUVELLE POUR DÉTERMINER RAPIDEMENT L'INDICE DE RÉFRACTION DES LIQUIDES;

PAR MM. TERQUEM ET TRANNIN.

Wollaston a donné une méthode fondée sur la réflexion totale, pour déterminer rapidement l'indice de réfraction des liquides, dont on ne possède qu'une petite quantité.

On sait que, lorsqu'on met un liquide en contact avec un prisme de verre, les rayons lumineux qui traversent le prisme éprouvent, à la surface de séparation des deux milieux, une réflexion partielle qui, sous un certain angle, se transforme en réflexion totale, pourvu toutefois que l'indice de réfraction du prisme soit supérieur à celui du liquide que l'on examine. Cet angle, dont le sinus est égal au rapport des indices des deux substances, se nomme *angle limite*. L'indice du prisme étant déterminé par une opération préalable, il suffit de mesurer l'angle sous lequel commence la réflexion totale pour avoir les éléments nécessaires au calcul de l'indice du liquide.

L'appareil de Wollaston se composait essentiellement d'un prisme rectangle isoscèle en flint, reposant par une des faces de l'angle droit sur une règle horizontale; l'une des extrémités de cette règle portait une colonne verticale, le long de laquelle pouvait glisser une lunette, mobile elle-même sur un cercle divisé. On faisait adhérer sous la face horizontale du prisme une goutte de liquide à examiner, puis, à l'aide de la lunette, on visait à travers le prisme la goutte liquide qui y était appliquée. Suivant la position qu'occupait la lunette, la goutte liquide laissait passer une partie des rayons lumineux envoyés par les objets placés au-dessous du prisme, ou au contraire, lorsque la réflexion totale avait lieu, renvoyait comme un miroir les rayons venant des nuées.

([1]) Ce bref exposé était déjà sous presse lorsque j'ai vu, dans le dernier numéro des *Annales de Poggendorff*, que M. Zöllner, en continuant ses recherches, avait déjà fait ma dernière expérience.

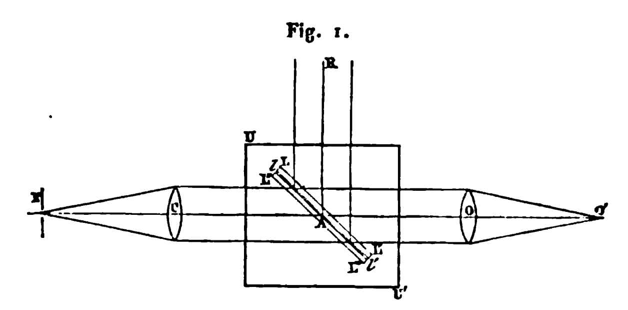
On notait alors l'angle sous lequel se produisait ce dernier phénomène, et, à l'aide d'une formule où entraient à la fois l'indice de réfraction du prisme et l'angle que faisait la lunette avec la verticale, on en déduisait la valeur de l'indice de réfraction de la substance.

Wollaston modifia ensuite cette disposition en remplaçant la lunette par un œilleton porté par un système articulé; des divisions gravées sur une des tiges indiquaient sans calcul la valeur de l'indice cherché. Cette modification simplifiait l'expérience, mais elle enlevait aux résultats le peu de précision que comportait la première disposition.

Une des principales difficultés que l'on avait à vaincre dans la construction de cet appareil était de faire l'angle du prisme exactement de 90 degrés. Malus sut se soustraire à cette condition, en donnant une formule qui permettait d'employer un prisme d'un angle quelconque.

Ces méthodes peu exactes exigent des appareils spéciaux; plusieurs constantes entrent dans les calculs, entre autres l'angle du prisme et son indice de réfraction, qui doit être nécessairement supérieur à ceux des substances que l'on étudie. Or cette dernière

Fig. 1.



condition est difficile à réaliser, surtout quand on opère avec des liquides fortement réfringents; en outre, le faisceau lumineux qui est reçu par la lunette ou par l'œil n'étant pas composé de rayons rigoureusement parallèles, la réflexion totale ne peut avoir lieu au même instant pour toute la surface considérée, et il en résulte une certaine incertitude dans la détermination de l'angle limite.

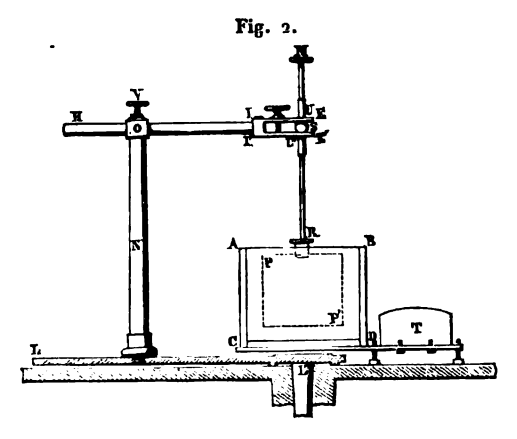
Le principe sur lequel est basée notre nouvelle méthode repose sur ce fait, que lorsqu'une lame d'air *ll* (*fig.* 1), comprise entre deux

lames de glace LL′ et L″L‴, est placée dans un liquide, les rayons lumineux CA parallèles qui frappent obliquement cette lame se réfléchissent totalement sous l'angle limite du liquide par rapport à l'air. Il suffira donc de mesurer cet angle, et l'on aura ainsi toutes les données nécessaires au calcul de l'indice.

Notre appareil se compose de pièces que l'on trouve dans tous les cabinets de physique : une cuve de glace à parois parallèles, et un goniomètre de Babinet, ou un cercle divisé, tel que ceux qu'on emploie pour l'étude de la polarisation. Suivant qu'on se sert d'un goniomètre ou d'un cercle divisé isolé, il en résulte deux dispositions différentes que nous allons décrire.

Dans la première disposition, l'appareil se compose essentiellement d'une petite cuve de glace ABCD (*fig.* 2), à faces parallèles,

Fig. 2.



contenant le liquide. Celle-ci est placée sur un petit trépied T complétement fixe, à une faible distance au-dessus de la plate-forme sur laquelle on place le prisme dans l'emploi habituel du goniomètre, et qu'il est préférable d'enlever dans cette expérience. Dans le liquide se trouve plongée une plaque PP′ verticale formée de deux lames de verre bien planes et collées le long des bords seulement, par de la gomme, quand on étudie les liquides alcooliques, hydrogènes carbonés, essence, etc., et par du baume de Canada, s'il s'agit de dissolutions aqueuses. La mince couche d'air enfermée entre les deux lames de glace constitue la surface réfléchissante sur laquelle doit s'opérer sous l'angle limite la réflexion totale des rayons qui traversent la cuve.

La double lame est fixée par le milieu de son bord supérieur, à l'extrémité R d'une tige de cuivre verticale, terminée de l'autre côté par un bouton molleté M. Cette tige glisse à frottement doux dans une douille UU′ portée par une sphère de cuivre S, pouvant tourner dans tous les sens entre deux mâchoires IE, I′E′ fixées à l'extrémité d'une tige horizontale H.

Cette tige glisse dans un œillet O d'une colonne verticale NN′, où elle est serrée par une vis V enfin la colonne verticale est vissée sur l'alidade LL′ du goniomètre. Cette disposition permet de faire tourner dans la cuve la double lame, soit par le déplacement de la tige dans la douille UU′, soit à l'aide de l'alidade mobile; dans ces différents mouvements, la verticalité des lames doit être invariable.

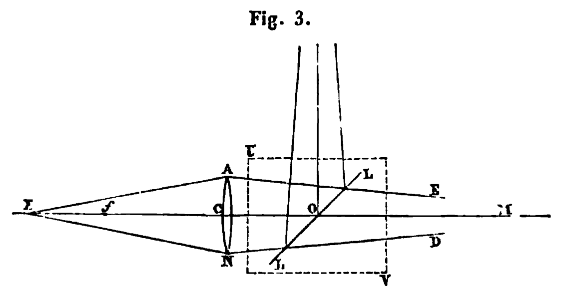
Pour régler l'appareil, on enlève d'abord la cuve et la double lame, puis on pointe la lunette mobile du goniomètre sur des objets très-éloignés; on la place alors vis-à-vis du collimateur que l'on règle à son tour de manière que l'image de la fente se fasse exactement dans le plan focal de la première lunette qui est pointée à l'infini. De cette façon les faisceaux lumineux qui tombent sur la cuve et la double lame sont rigoureusement parallèles si la fente est très-étroite. On place alors la cuve entre les deux lunettes, de façon que les rayons lumineux traversent normalement la cuve, puis on dispose la double lame dans un plan perpendiculaire au limbe du goniomètre. L'alidade mobile est fixée par la vis de pression de son mouvement de rappel, près de la lunette. On tourne alors dans la douille la tige qui porte la double lame, jusqu'à ce que l'image de la fente vue dans la lunette disparaisse complétement par suite de la réflexion totale qui se fait sur la lame d'air. Après avoir déterminé la position de l'alidade, on la déplace de manière à incliner la double lame en sens inverse par rapport aux rayons incidents, et à obtenir de nouveau la réflexion totale pour une deuxième position de la lame. La moitié de l'angle dont on a tourné l'alidade donne l'angle limite du liquide par rapport à l'air, pourvu que la double lame soit exactement perpendiculaire au limbe et qu'elle soit formée de deux plaques bien parallèles, conditions très-faciles à réaliser.

Dans la seconde disposition, la petite cuve est placée sur un support immobile, entre deux lunettes, deux viseurs par exemple; l'une de ces lunettes porte un diaphragme à fente à la place de l'oculaire.

Ces lunettes sont réglées de façon que les faisceaux lumineux qui sortent du collimateur pour entrer ensuite dans l'autre lunette, après avoir traversé la cuve, soient exactement parallèles. On fixe sur la cuve un cercle divisé, à travers la douille duquel passe à frottement dur la tige verticale de la double plaque. L'alidade de ce cercle commande directement la douille et permet de faire ainsi tourner la double plaque d'angles mesurés sur les divisions du cercle. Le reste de l'opération s'effectue comme dans la première disposition.

Pour obtenir des mesures exactes, il est essentiel d'observer certaines précautions : il faut d'abord que les faisceaux lumineux émis par les différents points de la fente soient exactement parallèles. Cette condition est indispensable et, si elle n'était pas réalisée, les résultats seraient toujours systématiquement trop faibles. En effet, soit un faisceau de rayons convergents AEND (*fig.* 3) tombant sur la

Fig. 3.



double lame LL placée sous l'angle limite LOM pour les rayons parallèles CM, il est facile de voir que tous les rayons situés du côté NC de la lentille font avec la lame un angle plus grand que l'angle limite et se réfléchissent totalement. Au contraire, les rayons provenant du côté AC de la lentille font avec la lame un angle plus petit que l'angle limite : ils traversent donc encore la lame d'air avec une certaine intensité, et, pour obtenir leur disparition complète, il faudra tourner suffisamment celle-ci pour que le rayon le plus incliné fasse aussi avec la lame un angle égal à l'angle limite.

La disparition de l'image de la fente ne se fera plus instantanément, l'intensité de l'image diminuera graduellement, et lorsque l'obscurité complète sera atteinte, l'angle que fera la lame sera plus grand que l'angle limite. Or l'indice de réfraction est égal à l'inverse du sinus de l'angle limite : sa valeur sera donc trop faible; il en serait encore de même si l'on considérait le cas de rayons divergents.

On doit s'assurer également de la verticalité de la double lame; on y parvient aisément en opérant comme on a la coutume de le faire, lorsqu'on dresse sur un goniomètre un prisme pour la mesure des indices de réfraction. Il est bon aussi de placer les parois de la cuve verticalement et de s'assurer qu'elles sont parallèles entre elles.

Si l'on éclaire la fente avec une lumière monochromatique, la flamme de soude par exemple, la disparition de l'image est presque instantanée, et l'indécision n'atteint pas 15 secondes. Avec la lumière du jour, l'image passe d'abord par le jaune, l'orangé, atteint enfin le rouge et disparaît tout d'un coup après s'être colorée en rouge pur, rouge extrême du spectre. Diverses mesures très-précises nous ont permis d'admettre que la disparition de ces derniers rayons peut être déterminée à 15 secondes près, et ces rayons coïncident presque exactement à la raie A. Les tubes à hydrogène éclairés par les décharges de la machine de Holtz présentent deux changements de teinte bien marqués, dus aux réflexions totales successives des rayons correspondant aux raies H_γ et H_β; les disparitions des raies H_γ et H_β peuvent être déterminées à 30 secondes près, et celle de la raie H_α à 15 secondes près.

Voici quelques mesures qui permettront d'apprécier l'exactitude que comporte la méthode; le goniomètre dont nous nous sommes servis était un excellent instrument de Brünner, donnant les 15 secondes.

Nous avons mis en regard les nombres trouvés par Fraunhofer et par MM. Dale et Gladstone.

	RAIES.	t.	ANGLE 2α.	INDICES correspondants.	INDICES donnés par Fraunhofer et par MM. Dale et Gladstone.	
		°	° ′ ″			
Eau	C	18	97.20.30	1,3317	1,33171	F
Eau	D	18	97. 9.50	1,3336	1,33358	F
Benzine............	A	19,5	84.41.20	1,4846	1,4860	D à G
Glycérine..........	A	18	85.55.20	1,4672	1,4664	Id.
Alcool amylique.....	A	18	91.10	1,4000	1,3990	Id.
Sulfure de carbone...	A	20	76.55	1,6078	1,6076	Id.

Les différences qui existent entre ces diverses déterminations paraissent dépendre de la pureté plus ou moins grande des liquides expérimentés.

Cette méthode est plus expéditive que la méthode du prisme à liquide; le nettoyage de la petite cuve est très-facile; il n'y a pas à se préoccuper de l'angle du prisme, de la verticalité exacte de ses arêtes; enfin la température du liquide est plus facile à déterminer.

Pour une mesure rapide d'un indice de réfraction d'un liquide quand on n'emploie pas avec le prisme un instrument très-précis, notre méthode nous paraît devoir donner des résultats plus exacts et plus rapides. En revanche, la méthode du prisme comporte une exactitude plus grande quand on emploie de grands cercles donnant les 15 secondes; cela tient à ce que l'indécision est moindre quand il s'agit de déterminer la coïncidence d'une raie avec un réticule que la disparition même rapide d'un trait lumineux.

Lorsqu'on a un grand nombre de liquides à examiner, et qu'on se contente d'une approximation ne dépassant pas quatre décimales, nous croyons notre méthode préférable, à cause de la rapidité et de la commodité qu'elle présente.

NOUVELLE FORME D'ÉLECTRO-AIMANT;

PAR M. A. CAMACHO.

Si l'on fait passer un courant très-faible par le fil d'un électro-aimant ordinaire, celui-ci s'aimante immédiatement; mais cette aimantation est presque superficielle, puisque l'épaisseur de la couche magnétique ne dépasse pas une fraction de millimètre.

Pour augmenter cette épaisseur, on est obligé de renforcer le courant de plus en plus, jusqu'à ce que le magnétisme arrive au centre.

Mais, en observant alors de quelle façon le magnétisme est distribué dans la section de l'électro-aimant, on voit qu'il décroît de la circonférence au centre, étant nul dans l'axe même, et, si l'on veut encore augmenter le magnétisme total, il sera nécessaire de renforcer encore le courant jusqu'à une certaine limite qu'il est

impossible de dépasser, et après laquelle l'électro-aimant s'échauffe sans augmenter pour cela son magnétisme.

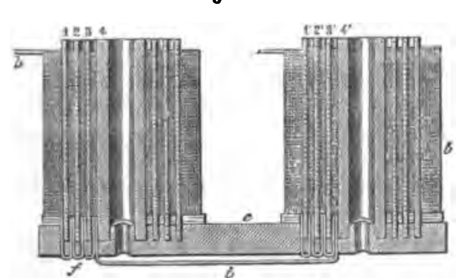
Lors même que l'on arriverait à cette limite, dans les électro-aimants d'un diamètre considérable, on observerait encore que le magnétisme décroît de la circonférence au centre.

Des considérations théoriques m'ont conduit à penser que, s'il était possible de faire passer un courant isolé non-seulement autour de la couche extérieure du cylindre de fer d'un électro-aimant ordinaire, mais aussi autour de toutes les couches intérieures, on arriverait à obtenir un électro-aimant susceptible de prendre sa limite d'aimantation sous l'action d'un courant très-faible et dont la puissance correspondant à cette limite serait beaucoup plus grande que dans les cas ordinaires, puisque son aimantation serait entièrement égale dans tous les points de sa section, et que de plus, ses atomes se trouvant à la plus petite distance possible du courant magnétisant, son aimantation complète serait presque instantanée, puisque le temps dépendrait seulement alors de la période variable de la propagation du courant à travers le conducteur qui entourera l'électro-aimant.

Bien que cette disposition soit impossible à réaliser dans la pratique, on peut cependant en approcher beaucoup, et pour cela il suffit de construire un électro-aimant formé de la manière suivante.

Chaque noyau est constitué par une série de tubes de fer (*fig.* 1) concentriques 1, 2, 3, 4,...; 1', 2', 3', 4', laissant entre eux un in-

Fig. 1.



tervalle à peu près égal à leur épaisseur; sur chacun de ces tubes est enroulé, toujours dans le même sens, un fil *b* de cuivre isolé,

l'épaisseur de la couche de fil étant plus grande sur le tube extérieur.

Les extrémités *f* du fil correspondant à chaque tube traversent la culasse de l'aimant et sont réunies de manière à ne former qu'un seul et unique conducteur.

En employant le courant de 10 éléments Bunsen, de grandeur ordinaire, la force attractive d'un électro-aimant, comme celui décrit ci-dessus (de 15 centimètres de diamètre de bobine et de 17 centimètres de longueur), à 1 millimètre de distance, est de 1000 kilogrammes, et, à 6 millimètres, de 250 kilogrammes.

Avec un électro-aimant télégraphique ordinaire de 50 kilomètres de résistance, comparé à un autre semblable, mais du système décrit ci-dessus, le résultat, au contact, a été le suivant :

Électro-aimant ordinaire : 4 kilogr. } 8 éléments Leclanché.
Id. tubulaire : 20 » }

J'indiquerai enfin que l'expérience a montré que, si l'on recouvre les extrémités polaires des tubes qui constituent chaque noyau de ces électro-aimants, au moyen d'une rondelle de fer, l'électro-aimant perd sa grande puissance et se trouve dans les mêmes conditions qu'un électro-aimant ordinaire.

SUR LA POLARISATION ELLIPTIQUE;

PAR L. MOUTON,
Agrégé-Préparateur à l'École Normale.

On sait qu'un rayon elliptique peut être considéré comme résultant de la composition de deux rayons polarisés rectilignement dans la direction des axes de l'ellipse et présentant une différence de phase de $\frac{\pi}{2}$ ou, ce qui revient au même, une différence de marche de $\frac{\lambda}{4}$, λ étant la longueur d'onde de la lumière considérée (1).

(1) DE SENARMONT, *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. LXIII, p. 345; JAMIN, *idem*, 3e série, t. XIX, p. 321 et suiv.; JAMIN, *Cours de Physique*, t. III, p. 631; BILLET, *Traité d'Optique physique*, t. II, p. 56.

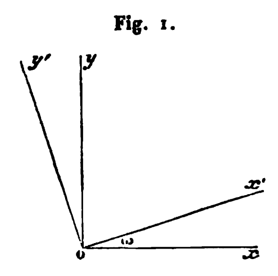
Il suit de là qu'une lame mince d'épaisseur telle, qu'elle introduise, entre le rayon polarisé dans sa section principale et le rayon polarisé perpendiculairement, une différence de marche de $\frac{\lambda}{4}$, placée normalement sur le trajet d'un rayon elliptique, le ramènera à la polarisation rectiligne, quand sa section principale coïncidera avec l'un des axes de l'ellipse.

C'est un procédé qu'a employé de Senarmont pour déterminer les éléments d'un rayon elliptique.

La difficulté de tailler une lame exactement quart d'onde pour une lumière donnée, l'obligation où l'on est ensuite de ne l'employer que pour cette lumière conduisent à se demander ce que produirait, sur un rayon elliptique de longueur d'onde donnée, l'interposition d'une lame mince un peu différente du quart d'onde de cette lumière.

Voyons pour cela comment varie la différence de phase du système rectangulaire constituant le rayon elliptique, lorsque ce système tourne autour du centre de l'ellipse.

Fig. 1.



Pour plus de simplicité, partons avec M. Jamin du mouvement rapporté aux axes de l'ellipse ([1]); on a

$$x = a \cos 2\pi \frac{t}{T},$$

$$y = b \cos\left(2\pi \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right) = b \sin \pi \frac{t}{T}.$$

Si l'on fait tourner les axes d'un angle ω, qu'on applique les formules de transformation connues et qu'on mette les mouvements

([1]) *Cours de Physique*, t. III, p. 632.

sous la forme ordinaire,

$$x' = \mathrm{A}\cos\left(2\pi\frac{t}{\mathrm{T}} + \delta'\right),$$

$$y' = \mathrm{B}\cos\left(2\pi\frac{t}{\mathrm{T}} + \delta''\right),$$

on a

$$\operatorname{tang}(\delta' - \delta'') = -\frac{2ab}{a^2 - b^2}\,\frac{1}{\sin 2\omega}.$$

La discussion de ce résultat n'offre aucune difficulté. Elle montre que l'arc $\delta' - \delta''$, partant de $\frac{\pi}{2}$ pour $\omega = 0$, croît jusqu'à une certaine valeur ABN, dont la tangente est $\frac{2ab}{a^2 - b^2}$, et qui correspond

Fig. 2.

à $\omega = 45°$; il revient ensuite à $\frac{\pi}{2}$ pour $\omega = 90°$, décroît jusqu'à AN' de tangente $\frac{2ab}{a^2 - b^2}$ qu'il atteint pour $\omega = 45° + 90°$, et retourne enfin à $\frac{\pi}{2}$ pour $\omega = 180°$. De plus, l'arc $\delta' - \delta''$ reprend les mêmes valeurs pour $\omega = 45° \pm \alpha$, ou $\omega = 135° \pm \alpha$.

En résumé, la différence de phase prend une valeur maximum et un minimum, tous deux également distants de $\frac{\pi}{2}$, l'un en plus, l'autre en moins; elle les atteint lorsque le système d'axes se confond avec les bissectrices des axes de l'ellipse, et elle prend les mêmes valeurs pour deux orientations également inclinées sur ces bissectrices ([1]).

([1]) Billet, *Traité d'Optique physique*, p. 64, donne un tableau où se constatent facilement ces résultats.

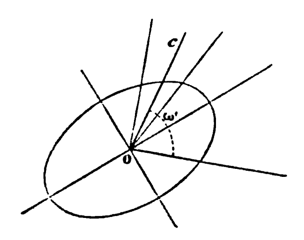
Il résulte de ce qui précède que, si sur le trajet d'un rayon elliptique on interpose une lame mince plus voisine de $\frac{\pi}{2}$ que les valeurs extrêmes que peut prendre l'anomalie des composantes de ce rayon, on trouvera deux orientations de cette lame pour lesquelles la polarisation plane sera rétablie, et elles seront également inclinées sur l'une des bissectrices des axes de l'ellipse.

Sans que j'insiste davantage, on voit qu'une plaque mince très-peu supérieure au $\frac{\lambda}{4}$ rouge, par exemple, pourra servir dans la grande majorité des cas; la lumière elliptique à laquelle elle ne s'appliquerait pas serait circulaire ou à peu près.

Reste à voir comment nous tirerons de là les éléments que l'on détermine ordinairement du rayon elliptique.

Les limites imposées à cet article m'obligent à être bref: je ne donnerai que les calculs, sans insister sur des détails que l'on complétera sans peine.

Fig. 3.



Soient ω_1 et ω_2 les angles que font, avec une direction quelconque OX prise pour origine, deux orientations autour de la bissectrice OC, pour lesquelles notre plaque a rétabli la polarisation rectiligne; l'angle ω' de OC avec OX sera $\omega' = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$.

Or, si nous appelons δ la différence de phase selon deux plans principaux donnés, suivant lesquels nous décomposons les mouvements elliptiques, et $\tang \alpha$ le rapport $\frac{b}{a}$ des amplitudes suivant ces deux plans, on a la relation

$$\cot 2\omega' = -\tang 2\alpha \cos\delta \text{ (1)},$$

(1) JAMIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIX, p. 325.

d'où, dans le cas actuel,

$$\cot(\omega_1 + \omega_2) = -\operatorname{tang} 2\alpha \cos\delta.$$

Mais le Nicol analyseur, en même temps qu'il nous indiquera le rétablissement de la polarisation rectiligne dans l'azimut ω_1, par exemple, nous donnera l'angle ψ_1 que fait la vibration rectiligne rétablie avec la direction ω_1. Or, si l'on appelle A_1 et B_1 les amplitudes rapportées à cet azimut ω_1, on a la relation connue

$$\operatorname{tang}^2\psi_1 = \frac{B_1^2}{A_1^2},$$

avec les suivantes [1] :

$$(2)\quad \begin{cases} A_1^2 = \sin^2\alpha \sin^2\omega_1 + \cos^2\alpha \cos^2\omega_1 + \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega_1 \cos\delta, \\ B_1^2 = \sin^2\alpha \cos^2\omega_1 + \cos^2\alpha \sin^2\omega_1 - \frac{1}{2}\sin 2\alpha \sin 2\omega_1 \cos\delta, \end{cases}$$

et nous sommes finalement conduits à tirer du système formé par les trois équations ci-dessus et celle trouvée plus haut,

$$(1)\qquad \cot(\omega_1 + \omega_2) = -\operatorname{tang} 2\alpha \cos\delta,$$

les valeurs de α et de δ en fonction des données d'observation ω_1, ω_2 et ψ_1.

Avant de faire cette détermination, je ferai remarquer qu'à l'orientation ω_2 correspond aussi un angle ψ_2, analogue à ψ_1 ; mais on voit sans peine que cet angle ψ_2 est complémentaire de ψ_1, et qu'il nous conduirait à des relations rentrant dans les précédentes.

Reste donc à résoudre le système précédent.

La première des équations (2) peut s'écrire

$$\frac{1 - \operatorname{tang}^2\psi_1}{1 + \operatorname{tang}^2\psi_1} = \frac{A_1^2 - B_1^2}{A_1^2 + B_1^2} = \frac{A_1^2 - B_1^2}{1}$$

ou

$$\cos 2\psi_1 = A_1^2 - B_1^2,$$

et, d'après les deux autres,

$$\cos 2\psi_1 = \cos 2\omega_1 \cos 2\alpha + \sin 2\alpha \sin 2\omega_1 \cos\delta,$$

relation à laquelle il faut joindre

$$\cot(\omega_1 + \omega_2) = -\operatorname{tang} 2\alpha \cos\delta.$$

---

(1) JAMIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIX, p. 323.

De la première, en tenant compte de celle-ci, on tire

$$\begin{aligned}\frac{\cos 2\psi_1}{\cos 2\alpha} &= \cos 2\omega_1 - \sin 2\omega_1 \cot(\omega_1 + \omega_2)\\ &= \cos 2\omega_1 - \sin 2\omega_1 \frac{\cos 2\omega_1 + \cos 2\omega_2}{\sin 2\omega_1 + \sin 2\omega_2}\\ &= \frac{\sin 2(\omega_2 - \omega_1)}{\sin 2\omega_1 + \sin 2\omega_2} = \frac{2\sin(\omega_2 - \omega_1)\cos(\omega_2 - \omega_1)}{2\sin(\omega_2 + \omega_1)\cos(\omega_2 - \omega_1)}\\ &= \frac{\sin(\omega_2 - \omega_1)}{\sin(\omega_2 + \omega_1)},\end{aligned}$$

d'où

$$\cos 2\alpha = \frac{\cos 2\psi_1 \sin(\omega_2 + \omega_1)}{\sin(\omega_2 - \omega_1)},$$

formule calculable par logarithmes et qui donnera α; on tirera ensuite δ.

Je n'insiste pas sur les questions de détail, telles que signes, etc.; je renvoie pour cela au Mémoire de de Senarmont, où ces difficultés secondaires se présentent et se résolvent d'une manière analogue.

On devine sans peine comment ce procédé, qui revient en fin de compte à éliminer le retard dû à la lame mince, s'applique même à une lumière non homogène. Que l'analyseur soit en effet suivi d'un spectroscope, quand une bande noire apparaîtra dans le spectre à la place d'une couleur déterminée, les calculs précédents nous donneront la différence de phase et le rapport des intensités des composantes du rayon elliptique de cette couleur.

L'idée de cette extension de la méthode de de Senarmont appartient à M. Eilhard Wiedemann, qui l'a appliquée à des études de lumière réfléchie; on trouvera dans son Mémoire [1] tous les détails de son expérimentation, des résultats de laquelle il a été rendu compte dans le *Journal de Physique*. Seulement M. Wiedemann n'arrive aux formules qui lui permettent de calculer la différence de phase et le rapport des amplitudes des deux composantes du rayon elliptique que par un calcul incontestablement original, mais long et de toutes pièces; j'ai pensé qu'il ne serait peut-être pas sans intérêt de montrer qu'on arrive à des résultats même plus simples par une application toute naturelle des formules des physiciens français.

---

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CLIII.

VICTOR VON LANG. — Ueber die Abhängigkeit des Brechungsquotienten der Luft von der Temperatur (Relation de l'indice de réfraction de l'air et de la température); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 448, 1874.

On ne possédait sur ce sujet, jusqu'aux recherches récentes de M. Mascart (1), que le travail célèbre effectué entre les limites de température — 1°,5 et 12 degrés par Biot et Arago (2), et étendu par Biot à la température de 25 degrés. De ces expériences, Biot croyait pouvoir conclure que la puissance réfractive $n^2 - 1$ était proportionnelle à la densité du gaz, conformément à une conséquence déduite par Newton de la théorie de l'émission. L'indice de l'air à zéro étant, d'après Biot et Arago, $n_0 = 1,0002945$, on aurait alors, pour représenter la variation de l'indice n avec la température (3),

$$(1) \qquad n = \frac{n_0}{1 + \alpha t} = 1,0002945 - 0,000001081\, t.$$

Mais on représente plus rigoureusement les résultats de ces anciennes expériences par une formule à trois termes : soit la formule

$$(2) \qquad n = 1,0002945 - 0,000001057\, t + 0,00000000289\, t^2$$

proposée par M. Fizeau (4), soit les formules

$$(3) \qquad n = 1,0002947 - 0,000001224\, t + 0,00000000967\, t^2,$$

$$(4) \qquad n = 1,0002947 - 0,00000114\, t + 0,00000000064\, t^2,$$

calculées par von Lang, en se servant pour réduire les expériences du coefficient de dilatation de l'air (0,00375) employé par Biot et Arago. La formule (3) se rapporte aux expériences faites en commun par ces deux physiciens; la formule (4) à l'ensemble de celles-ci et des expériences de Biot.

Les recherches de M. Mascart introduisent un élément nouveau de complication ; ce savant a prouvé que l'indice n n'est pas rigou-

---

(1) Mascart, *Comptes rendus*, t. LXXVIII, p. 617.
(2) Biot et Arago, *Mémoires de l'Institut*, t. VII, 1, p. 301; Biot, *Id.*, t. VII, 2, p. 39.
(3) *Voir* la Note de M. Mascart dans les *Comptes rendus*.
(4) Fizeau, *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. II, p. 158.

reusement proportionnel à la pression du gaz à température constante. Dans le cas où la pression demeure invariable, la formule $n = \frac{n_0}{1+\alpha t}$ ne s'applique qu'à la condition d'y remplacer le coefficient de dilatation α de chaque gaz par un coefficient β plus grand, qui pour l'air est 0,383. L'indice de réfraction de l'air serait ainsi donné par la formule [1]

$$(5) \qquad n = 0{,}0002923 - 0{,}000001119\,t.$$

Les recherches de M. von Lang, opérées à la même époque que celles de M. Mascart, n'ont porté que sur la variation de n avec la température, et que sur un seul gaz, l'air. Elles conduisent à une formule à trois termes, analogue à (2), (3) et (4), la formule

$$(6) \qquad n = n_0 - 0{,}0000009 05\,t + 0{,}00000000835\,t^2.$$

Voici le principe de ces expériences de M. von Lang.

Considérons une étuve fermée en avant et en arrière par des glaces planes, et échauffée latéralement par un courant d'eau chaude. Cette étuve est placée au centre d'un cercle divisé horizontal. Elle reçoit normalement sur la face antérieure un faisceau lumineux parallèle, issu d'un collimateur muni d'une croisée de fils. Ce faisceau est reçu sur un prisme isoscèle, porté au centre du cercle, de façon que le plan bissecteur de son dièdre contienne l'axe du collimateur; et il est réfléchi à droite et à gauche par les faces latérales du prisme. Les faisceaux réfléchis traversent la glace postérieure de l'étuve; ils sont enfin reçus dans deux lunettes, portées sur le cercle, et munies d'un mouvement de rappel à vis micrométrique.

Si l'étuve était à la température ambiante, le faisceau réfléchi par l'une des faces du prisme traverserait obliquement la glace mince postérieure, sans éprouver de déviation; mais, dès qu'on élève la température de l'air intérieur, le faisceau se rapproche de la normale en se réfractant à sa sortie de l'étuve, et la lunette destinée à le recevoir doit être déplacée d'une quantité angulaire ξ, pour

---

[1] M. Von Lang donne, sans doute par suite d'une erreur de calcul,

$$n = 1{,}0002923 - 0{,}000001321\,t.$$

que l'image de la croisée de fils du collimateur soit ramenée sur le prolongement de l'axe optique de la lunette. De même la deuxième lunette devra recevoir un déplacement η. On voit aisément que l'on a, aux quantités près du second ordre, en désignant par A l'angle du prisme,

$$\xi + \eta = \frac{360^\circ}{\pi} \frac{n - n_0}{n_0} \operatorname{tang} A. \tag{7}$$

C'est au moyen de cette formule qu'ont été calculées les valeurs de n.

La température de l'étuve a varié de 19 à 95 degrés, et son excès sur la température ambiante de zéro à 76 degrés. Ces températures étaient évaluées au moyen de thermomètres placés au dedans et au dehors de l'étuve. On avait constaté expérimentalement que l'action de la chaleur de l'étuve sur l'air extérieur était insensible, et que la dilatation du prisme n'introduisait dans les résultats qu'une erreur négligeable.

E. Bouty.

G. QUINCKE. — Ueber elektrische Ströme bei ungleichzeitigem Eintauchen zweier Quecksilberelektroden in verschiedene Flüssigkeiten (Sur les courants électriques produits en plongeant l'une après l'autre deux électrodes de mercure dans divers liquides); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 161-205; 1874.

L'auteur donne ce nom aux courants électriques qu'on peut obtenir [1] au moyen d'un écoulement de mercure, ainsi que je l'ai montré en 1873. Une masse de mercure A contenue dans un entonnoir de verre s'écoule en filet discontinu par le bec effilé de l'entonnoir. Ce bec plonge dans de l'eau pure ou acidulée placée dans un verre dont le fond est recouvert d'une couche de mercure B.

Deux fils de platine α et β servent à mettre les masses de mercure A et B en communication, soit avec un électromètre, soit avec un galvanomètre. L'électromètre indique que α est négatif par rapport à β. Le galvanomètre indique un courant qui va de B en A à travers le circuit métallique. M. Quincke répète cette expérience

(1) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 41, *fig.* 2.

avec des dissolutions plus ou moins concentrées d'acide sulfurique, azotique, ou chlorhydrique, avec de l'ammoniaque, des dissolutions salines, avec de l'eau pure et privée d'air, avec de l'alcool, avec de la glycérine. Tous ces liquides ont donné le même résultat. Pour s'assurer que ces courants ne sont dus ni à une action chimique ni à un dépôt d'impuretés gazeuses ou autres, M. Quincke a employé du mercure, des vases et des liquides soigneusement purifiés; il a opéré avec de l'eau distillée, purgée d'air par l'ébullition, et même maintenue à l'ébullition pendant l'expérience; le phénomène électrique est resté le même. M. Quincke croit pouvoir l'expliquer par une condensation (accroissement de densité) graduelle de l'eau au contact du mercure; les courants de courte durée obtenus en plongeant l'un après l'autre deux fils de platine dans un même liquide seraient dus à la même cause; de là le nom que l'auteur a donné aux courants produits avec le mercure (¹).

Le reste du Mémoire de M. Quincke a pour objet (ainsi que l'indique un sous-titre) de réfuter les conclusions dont j'ai publié les premiers résultats en 1873 (²). Je démontrais deux lois expérimentales bien distinctes : 1° soit A la constante capillaire (coefficient de l'équation de Laplace) à la surface du contact du mercure avec de l'eau acidulée ($\frac{1}{11}$ de volume d'acide sulfurique); soit x la différence électrique qui a lieu à la même surface lorsque l'équilibre électrique est établi, en entendant par différence électrique la différence des valeurs que le potentiel électrique possède de part et d'autre de la surface (³). Si l'on maintient x constant, par des communications électriques convenables, de manière que x ait une première valeur fixe x_0, on observe que A prend une valeur A_0 exactement déterminée. On sait que les tentatives faites pour

(¹) On remarquera que l'appareil fournit une quantité *indéfinie* de travail électrique, à condition que l'on reporte de B en A le mercure écoulé. Le travail électrique est produit aux dépens du travail de la pesanteur. Si la hauteur du mercure en A n'est pas trop grande, on observe le fait suivant : quand on interrompt le circuit entre β et α, le mercure cesse de couler; quand on referme le circuit, la chute du mercure recommence en même temps que le courant électrique, et ainsi de suite. L'appareil constitue une sorte de pile qui ne dépense de travail que si le courant électrique se produit. (G. L.)

(²) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI; *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX; *Journal de Physique*, t. III.

(³) Ce qu'on appelle force électromotrice de polarisation est égal à x, à une constante près.

mesurer A ont toujours montré que A était variable; M. Quincke, en particulier, a observé ces variations; il les a attribuées et les attribue encore aujourd'hui, mais à tort, à l'action d'impuretés accidentelles. Quand on maintient x constant, A ne varie plus. A chaque valeur de x correspond ainsi une valeur de A, et une seule. En d'autres termes, A est fonction continue de x. C'est là une première loi expérimentale.

2° Au lieu de disposer de x et de mesurer A, on fait varier l'aire s de la surface et l'on mesure x. On constate alors que x croît ou diminue en même temps que s. C'est la seconde loi. Parmi les expériences qu'elle suggère, je citais celle de l'entonnoir. Le sens de ces définitions et de ces énoncés a échappé à M. Quincke. Ce physicien mesure les constantes capillaires du mercure non pas dans un même liquide, mais dans seize liquides différents; ces mesures sont faites par son ancienne méthode, c'est-à-dire en mesurant les dimensions d'une goutte de mercure étalée sur le fond d'une auge en glace, et sans se préoccuper aucunement des conditions électriques de l'expérience; il s'ensuit que pour chacun des seize liquides A présente une infinité de valeurs. D'autre part, M. Quincke met les fils α, β de l'appareil à entonnoir en communication avec les pôles d'un électromètre Thomson, et il obtient pour la force électromotrice de l'appareil des nombres qui dépendent de la nature du liquide et de la vitesse d'écoulement. M. Quincke ne dit pas comment il a rapproché ces nombres des premiers; il énonce seulement le résultat : « Il n'y a aucune relation entre la force électromotrice et la constante capillaire du mercure et du liquide environnant » (*voir* p. 204). Le résultat négatif obtenu par l'auteur n'a rien qui doive étonner, puisque les forces électromotrices et les constantes capillaires dont il parle sont fournies par des appareils entièrement indépendants les uns des autres. La loi poursuivie par l'auteur eût d'ailleurs été différente de la première et de la seconde des deux lois, que je rappelais plus haut; mais elle eût, à ce qu'il semble, participé de l'une et de l'autre, et contenu en plus un nouvel élément variable dont je ne parle pas, la nature et la concentration du liquide.

L'auteur a également exécuté un très-grand nombre d'expériences avec l'appareil (*fig.* 1, *Journal de Physique,* t. III, p. 41), mais en mesurant d'autres grandeurs à la place de la force électromo-

trice qui a lieu en M. L'auteur retrouve dans ces expériences les variations de A, qu'il a observées autrefois; il en conclut que ces variations sont dues à des impuretés apportées par l'atmosphère ou par le liquide, et qu'il est impossible d'éviter; enfin il conclut de là que les phénomènes capillaires ne pourront jamais servir à la mesure du phénomène électrique. — Cette dernière conclusion n'est pas fondée sur des expériences faites avec l'électromètre capillaire; l'auteur n'a pas tenté de construire cet appareil.

G. LIPPMANN.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

VOLUME VII; 1874.

EDWARD-C. PICKERING. — **Mesure de la quantité de lumière polarisée par réflexion par le ciel et par une ou plusieurs lames de verre, p. 102.**

Pour mesurer la quantité de lumière polarisée par réflexion, l'auteur a d'abord essayé le polarimètre d'Arago, gradué, comme on le fait souvent, en s'appuyant sur la loi de Malus. Pour cela, on fait tomber sur la pile de glaces un faisceau lumineux qui a traversé un Nicol, puis une lame cristallisée dont la section principale est dans le plan d'incidence de la pile de glaces.

Si ω est l'angle de la section principale du Nicol avec le plan d'incidence, la proportion de lumière polarisée qui traverse la pile de glaces est $\cos 2\omega$. On tourne alors la pile d'un angle tel, qu'elle ramène toute la lumière à être naturelle; cet angle correspond à une proportion $\cos 2\omega$ de lumière polarisée. En faisant cette graduation, Pickering trouva que, jusqu'à 60 degrés, la pile se comportait à peu près comme le veut la théorie, mais que l'écart devenait tel, pour des inclinaisons plus grandes, que l'usage de l'instrument était presque impossible. Il l'a remplacé, pour ses recherches, par la disposition suivante.

Un tube d'environ $0^m,30$ de longueur porte à l'une de ses extrémités un prisme biréfringent, et à l'autre une plaque percée d'une ouverture rectangulaire de dimensions telles, que ses deux images dans le prisme biréfringent soient en contact sans empiéter l'une sur l'autre. On regarde ces deux images avec un Nicol portant un index qui se meut sur un cercle divisé. Le tube lui-même est monté en altazimut

avec deux cercles, l'un vertical, l'autre horizontal. Si l'on reçoit dans l'appareil de la lumière polarisée, le Nicol étant au zéro, on obtient deux images inégales, d'éclat A et B, auquel cas la proportion de lumière polarisée dans le faisceau incident est $p = \frac{A - B}{A + B}$. On tourne alors le Nicol d'un angle v tel, que les deux images deviennent égales; on a alors

$$A \sin^2 v = B \cos^2 v,$$

d'où

$$p = \frac{\cos^2 v - \sin^2 v}{\cos^2 v + \sin^2 v} = \cos 2v.$$

Comme il y a évidemment quatre angles distants de 90 degrés qui donnent le même résultat, il suffira de faire la lecture dans ces quatre positions et de prendre la moyenne. Le cosinus du double de cet angle donnera la proportion de lumière polarisée dans le faisceau que l'on étudie; on peut s'assurer facilement, d'après la formule, que la sensibilité de l'instrument est d'autant plus grande que le faisceau est plus fortement polarisé.

Pour trouver le plan de polarisation de la lumière étudiée, le plus simple sera de placer sur l'extrémité du tube une plaque de gypse, qui convertit l'instrument en polariscope d'Arago, et de tourner le tube jusqu'à ce que les deux images aient exactement la même couleur.

Appliquant son instrument à l'étude de la polarisation du ciel, M. Pickering trouve d'abord que la lumière émanant de points également distants du Soleil contient la même proportion de rayons polarisés.

Si l'on suppose maintenant que la lumière du ciel est polarisée par une seule réflexion à la surface de corps dont l'indice diffère infiniment peu de celui de l'air, on peut construire une courbe théorique donnant la proportion de lumière polarisée pour une distance donnée du Soleil. Cette courbe donne une polarisation totale pour une distance angulaire de 90 degrés, tandis que l'expérience donne seulement 0,70; mais, si l'on multiplie par ce nombre toutes les ordonnées de la courbe théorique, on obtient une nouvelle courbe qui coïncide complétement avec celle des expériences, dans la limite des erreurs d'observation.

L'auteur a ensuite tenté la vérification des formules de Fresnel

pour les piles de glaces en expérimentant successivement sur une, deux, quatre et dix lames.

La vérification est suffisamment bonne pour les formules de la réflexion; quant à celles de réfraction, la divergence commence au-dessus de 80 degrés pour une plaque, de 65 degrés pour quatre, et de 20 degrés pour dix. On pourrait être tenté de l'attribuer à de la lumière naturelle entrant dans le polarimètre sans passer par la pile de glace; mais l'effet est inverse, la polarisation est toujours plus grande que ne l'indique la formule, en supposant les réflexions intérieures parfaites. Si, au contraire, on construit une autre courbe théorique, en supposant qu'il n'y ait pas de réflexions intérieures dans la pile de glaces, on trouve que la courbe de l'expérience reste toujours comprise entre les deux courbes théoriques. Il est donc probable que les réflexions internes ne sont jamais parfaites, soit à cause de la transparence incomplète du verre, soit à cause des poussières et autres impuretés qui peuvent rester à la surface. Une autre cause d'erreur, que l'auteur ne signale pas et qui doit avoir une grande influence, est le défaut de parallélisme des verres.

DEMETRIEFF BOBOULIEFF. — Déperdition de l'électricité dans les gaz, p. 118. (Traduit du *Journal des Sociétés russes de Physique et de Chimie.*)

Partant des formules de Maxwell et Clausius, l'auteur calcule le coefficient de déperdition en comptant le nombre d'atomes qui doivent quitter la surface pendant un temps infiniment petit, après s'être chargés d'électricité.

Il retrouve ainsi la formule de Coulomb

$$Q = Q_0 e^{-\frac{t}{p}},$$

et assigne au coefficient de déperdition $\frac{1}{p}$ dans un gaz la forme

$$\frac{1}{p} = \mathrm{KH}\sqrt{\frac{d}{1+at}},$$

où H désigne la pression du gaz, d sa densité relative à l'air, et t la température.

La perte d'électricité doit donc, toutes choses égales d'ailleurs, être proportionnelle à la pression du gaz et à sa densité.

L'auteur fait l'expérience avec une balance de Coulomb, où l'on

peut faire le vide; seulement l'aiguille est un fil de soie de cocon, et la force dirigeante une petite aiguille aimantée.

Les expériences ne sont pas assez nombreuses ni assez précises pour lui permettre de vérifier absolument la loi. Cependant elles prouvent clairement :

1° Que la déperdition dans un même gaz diminue avec la pression;

2° Que la déperdition dans l'hydrogène est beaucoup moindre que dans l'air à la même pression.

M. CAREY LEA. — Influence de la couleur sur la réduction des sels par la lumière, p. 200.

Le Dr H. Vogel avait déjà affirmé que la présence de certaines substances colorées donnait au bromure d'argent une sensibilité plus grande, et que les rayons qui devenaient actifs étaient justement ceux qui étaient absorbés par ce corps auxiliaire.

M. Carey Lea reprend le même travail sur un grand nombre de substances, et montre que le fait en lui-même est vrai, sans cependant que la loi précise du Dr Vogel puisse se soutenir : la salicine, par exemple, qui est une substance incolore et n'absorbe par suite aucun rayon, augmente d'une manière remarquable la sensibilité du bromure d'argent pour les rayons rouges et verts. Au contraire, le tournesol rouge produit une insensibilité remarquable pour les rayons rouges, ce qui est juste l'opposé de la loi indiquée.

M. CAREY LEA. — Action de la lumière sur les sels d'argent, p. 483.

En faisant agir la lumière sur du collodion au bromure ou à l'iodure d'argent, on obtient par l'action des révélateurs une substance noire dont la nature était mal connue. En traitant la couche par l'acide nitrique, on enlève de l'argent et il reste un corps qui a la couleur de l'iodure et du bromure d'argent. La substance noire est donc soit un sous-chlorure ou sous-bromure, soit un oxyiodure ou un oxybromure, et non pas un oxyde, comme on l'avait dit quelquefois.

JOHN TROWBRIDGE. — Procédé pour soustraire un barreau aimanté à l'action du magnétisme terrestre, p. 490.

La méthode consiste à placer l'aiguille au centre d'une boussole des tangentes dont la bobine peut tourner autour de deux axes, l'un vertical, l'autre horizontal. On commence par placer la bobine dans un plan perpendiculaire au méridien magnétique, puis

on l'incline sur la verticale jusqu'à ce que son action soit juste égale à la composante horizontale du magnétisme terrestre. En plaçant au-dessus de l'aiguille et perpendiculairement au méridien magnétique un barreau de fer doux, on peut ramener l'aiguille au zéro, absolument comme avec l'aimant du galvanomètre de M. Thomson.

Cette disposition peut s'employer avec avantage quand on veut mesurer les changements d'intensité qui se produisent dans un courant; l'appareil, avec bobine inclinée et servant avec une aiguille perpendiculaire au méridien magnétique, est beaucoup plus sensible aux variations d'un courant intense que le même appareil avec cadre vertical et servant comme boussole des tangentes ordinaires.

W. LOWERY. — Sur l'expérience de Melde, p. 493.

Quand on veut répéter l'expérience de Melde, il faut souvent varier, et d'une manière continue, la tension de la corde vibrante. Il est difficile de bien le faire au moyen de poids dont les mouvements empêchent du reste la formation régulière des segments ventraux. M. W. Lowery obvie à cet inconvénient, en suspendant à la corde, en guise de poids, un tube de verre lesté de façon à se tenir verticalement dans un vase plein d'eau. On fait varier à volonté et d'une manière continue la tension de la corde en vidant ou en remplissant le vase.

JAMES-J. MINOT. — Appareils pour régler l'étincelle des machines de Holtz, p. 494.

On sépare complétement l'une de l'autre les deux bouteilles qui forment la cascade de la machine de Holtz, et l'on fait communiquer l'armature extérieure de chacune d'elles avec une pointe métallique. Quand ces deux pointes sont en contact, on a l'étincelle de la machine avec bouteilles; mais, quand on écarte peu à peu les pointes, on obtient entre les deux conducteurs de la machine des étincelles qui varient à volonté d'aspect et de fréquence, en permettant de reproduire à volonté une apparence donnée, et de l'étudier à l'aise.

J.-W. FEWKES. — Effet des condensateurs sur la décharge en aigrette de la machine de Holtz, p. 495.

Si, faisant communiquer avec le sol le pôle négatif de la machine de Holtz, on approche la main du pôle positif, on aperçoit généralement une aigrette. Cette aigrette diminue si l'on fait en même temps communiquer le même pôle avec un condensateur.

Elle disparaît même tout à fait si le condensateur est assez puissant ou si l'on approche une pointe métallique du pôle positif.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome L. — Juillet 1875.

ROBERT MALLET. — *Température produite par l'écrasement des roches; conséquences*, p. 1.

W.-G. ADAMS. — *Nouveau polariscope*, p. 13.

J.-C. GLASHAN. — *Mouvement d'une particule partant du repos vers un centre d'attraction*, p. 20.

H. BAUERMAN. — *Expérience montrant la conductibilité électrique des diverses espèces de charbon*, p. 24.

R. CLAUSIUS. — *Sur le théorème de l'ergal moyen et son application au mouvement moléculaire des gaz*, p. 26.

Capitaine ABNEY. — *Irradiations photographiques*, p. 46.

A. KUNDT et E. WARBURG. — *Du frottement et de la conductibilité calorifique dans les gaz raréfiés*, p. 53.

Annales de Poggendorff.

Tome CLV. — N° 5. — Année 1875.

P. GLAN. — *Sur le changement de phase de la lumière réfléchie sur le verre*, p. 1.

F. FUCHS. — *Expérience pour la détermination électroscopique de l'extra-courant*, p. 69.

A. OBERBECK. — *Résistance électrique de l'air*, p. 80.

WERNICKE. — *Absorption et réfraction de la lumière par les métaux opaques*, p. 87.

H. BUFF. — *Changements de température produits par un courant électrique qui passe d'un métal à un autre*, p. 96.

R. THALÉN. — *Surfaces isodynamiques autour d'un barreau aimanté vertical, et de leur emploi à la recherche des mines de fer*, p. 117.

TH. DANG. — *Formes des surfaces isodynamiques qui entourent un barreau aimanté vertical*, p. 132.

J. NORMAN LOCKYER. — *Notes de spectroscopie*, p. 136.

LUNDQUIST. — *Distribution de la chaleur dans le spectre normal*, p. 146.

SCHNEEBELI. — *Temps nécessaire pour produire l'attraction et l'arrachement de l'armature d'un électro-aimant*, p. 156.

F. SCHAAK. — *Détermination mathématique des points de dérivation d'une ligne télégraphique*, p. 164.

F. PFAFF. — *Recherches sur la plasticité du fer*, p. 169.

CH. HORNER. — *Des corps fluorescents dissous dans l'huile de ricin*, p. 174.

DONATO TOMMASI. — *Sur une nouvelle source de magnétisme*, p. 176.

MOUVEMENTS DES ONDES LIQUIDES DANS LES TUBES ÉLASTIQUES (¹).

PAR M. MAREY.

Pour comprendre certains phénomènes de la circulation du sang, et en particulier les caractères du pouls, il faudrait savoir exactement d'après quelles lois se propage le mouvement des liquides dans des conduits élastiques assimilables aux vaisseaux artériels.

C'est ce que j'ai cherché à déterminer, au moyen de la méthode graphique, dans les expériences suivantes.

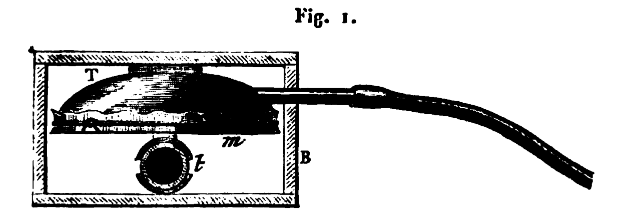
Quand une onde chemine dans un tube élastique, son passage se traduit par des changements successifs du diamètre de ce tube (ventres et nœuds), qui se propagent dans le même sens que l'onde.

Les choses se passent, dans le tube élastique, d'une manière assez analogue à ce qui se produit quand une onde liquide se propage à la surface d'un canal.

La méthode graphique permet de suivre ce transport de l'onde au moyen d'une série d'explorateurs placés sur le tube, les uns à la suite des autres, et dont chacun signale à son tour le passage de l'onde au-dessous de lui.

Voici la disposition de ces explorateurs :

Fig. 1.



Disposition d'un des explorateurs de l'onde.

La *fig.* 1 représente une caisse rectangulaire B, ouverte à ses deux bouts et traversée par le tube de caoutchouc t, sur lequel on explore le passage de l'onde. Ce tube, dont on ne voit ici que la coupe, est saisi entre deux demi-gouttières métalliques, dont l'inférieure adhère au fond de la caisse, tandis que la supérieure est

(¹) Extrait d'un ouvrage inédit : *Physiologie expérimentale. Travaux du laboratoire du Professeur Marey.*

fixée à une membrane de caoutchouc qui forme la paroi inférieure *m* d'une capsule T remplie d'air. Un tube de communication met l'air que renferme cette capsule en rapport avec la cavité d'une capsule semblable, dont la membrane actionne un levier inscripteur.

Lorsque le passage de l'onde dilate le tube de caoutchouc exploré, les deux demi-gouttières de métal tendent à s'écarter l'une de l'autre; mais, la supérieure étant seule mobile, c'est elle qui exécute la totalité du mouvement : elle comprime le tambour placé au-dessus d'elle et envoie au levier inscripteur le signal du passage de l'onde.

La *fig.* 2 représente la disposition de l'appareil complet.

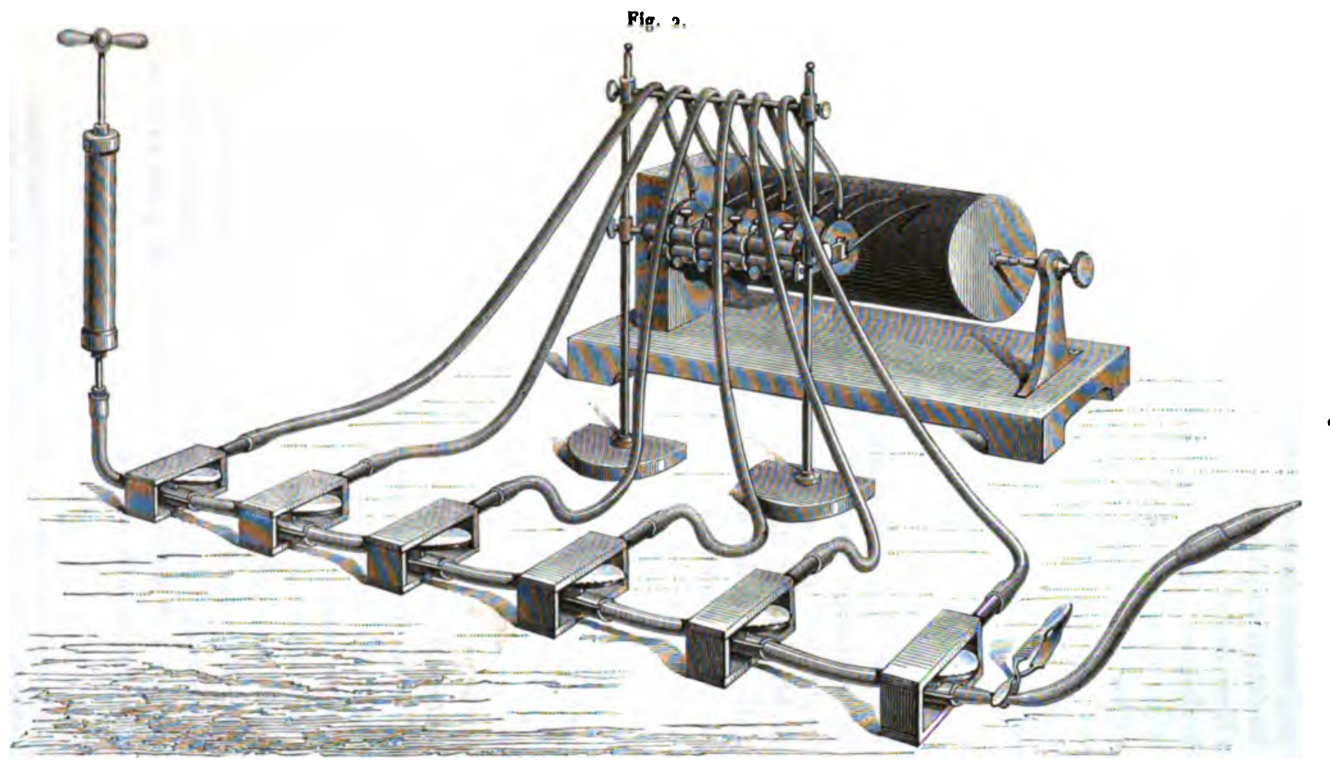
Un tube horizontal de caoutchouc est rempli de liquide : à l'une de ses extrémités est une pompe, à l'autre un ajutage d'écoulement que l'on peut laisser ouvert ou fermé, suivant la nature de l'expérience. Le tube traverse une série de six petits explorateurs semblables à celui qui vient d'être décrit; ces explorateurs sont placés à 20 centimètres les uns des autres; le tube se prolonge au delà du dernier, mais on peut, au moyen d'une pince, le fermer immédiatement après son passage sous le sixième explorateur. De cette façon l'onde viendra heurter, en ce point, contre l'obstacle formé par la pince. Les six tambours à levier, dont chacun est actionné par un des explorateurs de l'onde, tracent sur un même cylindre, qui tourne avec une vitesse de 28 centimètres par seconde. Cette vitesse est contrôlée par un chronographe de 50 vibrations doubles par seconde.

Expériences sur le mouvement des ondes. — Onde positive dans un tube fermé à son extrémité.

L'appareil étant disposé comme dans la *fig.* 2, et le tube (déjà plein d'eau) fermé au sixième explorateur, on enfonce brusquement le piston de la pompe : l'eau s'élance dans le tube, les six leviers entrent en mouvement, et le tracé est inscrit sur le cylindre.

L'œil suffit, quand l'onde n'est pas trop rapide, pour faire constater que le déplacement des leviers est successif. Leurs pointes se meuvent les unes après les autres comme si un souffle passait sur elles; on voit même que, après une déviation dans le sens de l'impulsion du liquide, elles en indiquent une autre en sens inverse.

Fig. 2.



Disposition de l'expérience pour inscrire les mouvements des ondes liquides.

Mais l'analyse du tracé (voir *fig.* 3) permet seule de bien apprécier les détails du phénomène qui s'est produit.

La ligne des abscisses représente les temps; chaque durée peut être évaluée en $\frac{1}{10}$ de seconde et en fractions, d'après le nombre de vibrations doubles du chronographe.

La ligne des ordonnées exprime les longueurs de tube, ou les espaces parcourus par l'onde. Entre deux explorateurs, il y a un intervalle de $0^m,20$. Les distances verticales I à II, II à III,..., correspondent donc à $0^m,20$ de chemin parcouru par l'onde.

Les lettres *a*, *b*, *c*, *a'*, dans les six tracés superposés, marquent chacune le sommet d'une même onde, et permettent d'en suivre la marche. Une flèche indique le sens dans lequel se fait le transport. Ainsi 1*a*, 2*a*, 3*a*,..., 6*a* signalent la marche de la première *onde directe positive* qui, partant de l'orifice d'entrée où elle est signalée par l'explorateur n° 1, arrive à l'extrémité fermée du tube où elle se réfléchit. On peut alors suivre cette même onde pendant son retour; elle est signalée par la lettre *a'*. Le lieu de la réflexion est indiqué par le changement de direction des flèches qui, d'ascendantes qu'elles étaient, deviennent descendantes.

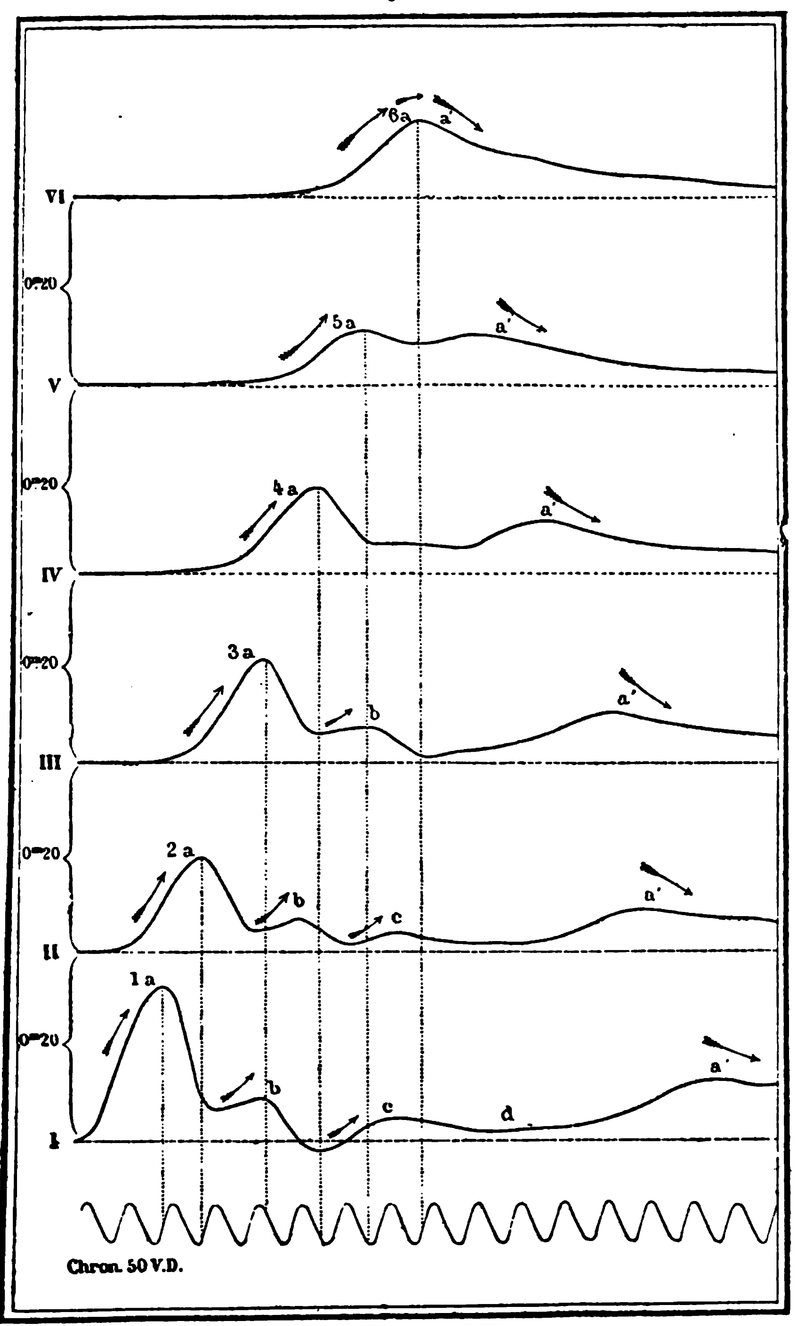
Les ondes *secondaires* sont signalées par des lettres qui permettent également de les reconnaître; ainsi *b* désigne la deuxième onde, *c* la troisième, *d* la quatrième. Ces ondes secondaires s'éteignent plus ou moins vite; l'onde *b* ne dépasse pas le troisième explorateur, c'est-à-dire qu'elle s'éteint après un parcours de $0^m,40$; l'onde *c* ne parcourt que $0^m,20$; l'onde *d* ne parcourt pas $0^m,20$.

La *vitesse* d'une onde quelconque se déduit du temps qui s'écoule entre l'instant de son apparition sous le premier explorateur et le moment où elle apparaît sous le second. Comme le début d'une onde se distingue moins facilement que le sommet, c'est de ce dernier point qu'on a mesuré les positions successives de l'onde. A cet effet, on abaisse une perpendiculaire du sommet de chaque onde 1*a*, 2*a*,... sur l'axe des abscisses et le tracé du chronographe. Dans cette expérience, l'onde parcourait la distance comprise entre deux explorateurs ($0^m,20$) en $\frac{1}{50}$ de seconde, ce qui porte sa vitesse à 10 mètres par seconde environ [1].

---

[1] Il ne faut pas oublier que cette vitesse correspond à un certain diamètre et à une certaine élasticité du tube, et que, si les conditions changent, la vitesse change également.

Fig. 3.



Mouvements d'une onde positive dans un tube élastique fermé.

La vitesse des ondes peut encore se mesurer d'après l'inclinaison d'une ligne qui joindrait entre eux les pieds de chacune des perpendiculaires abaissées du sommet de la courbe sur l'abscisse de celle-ci. Dans le cas où cette vitesse serait uniforme, on aurait ainsi une ligne droite, ce qui n'a pas lieu dans la *fig.* 3.

La *longueur* d'une onde se déduit de l'espace qui sépare les origines ou les sommets de deux ondes successives à un même instant. Comme les sommets des courbes sont plus faciles à saisir, nous choisirons les premiers. Il s'agit donc de mesurer la longueur de tube qui sépare le sommet de l'onde *a* de celui de l'onde *b* qui marche derrière elle. Dans le tracé n° III, le sommet 3*a* de la première onde se trouve verticalement au-dessus du sommet *b* du tracé n° I. Ces deux sommets sont donc signalés au même instant par des explorateurs distants l'un de l'autre de $0^m,40$; l'onde a donc $0^m,40$ de longueur. On constaterait de même que du sommet 5*a* au sommet 3*b* la même longueur existe aussi.

Une série d'expériences a été faite sur différents tubes ouverts ou fermés, avec des liquides de densités différentes et des impulsions plus ou moins brusques. Nous ne ferons que reproduire les conclusions de ces expériences.

Conclusions.

1° Lorsqu'un liquide pénètre avec vitesse et d'une manière intermittente dans un conduit élastique déjà plein, il se forme, dans la colonne liquide tout entière, des *ondes positives* qui se transportent avec une vitesse indépendante du mouvement de translation du liquide. Ces ondes semblent soumises aux lois générales des mouvements ondulatoires. Des appareils spéciaux permettent de les étudier.

2° La *vitesse* de transport d'une onde est proportionnelle à la force élastique du tube; elle varie en raison inverse de la densité du liquide employé : elle diminue graduellement pendant le parcours de l'onde; elle croît avec la rapidité d'impulsion du liquide.

3° L'*amplitude* de l'onde est proportionnelle à la quantité de liquide qui pénètre dans le tube, et à la brusquerie de sa pénétration; elle diminue peu à peu pendant le parcours de l'onde.

4° Quand un afflux de liquide dans le tube est bref et énergique,

il peut se faire, sous l'influence de cette impulsion unique, une série d'ondes successives qui marchent les unes à la suite des autres. *Ces ondes secondaires,* formées suivant les lois du mouvement vibratoire, ont des amplitudes graduellement décroissantes; en outre, elles peuvent être suivies plus ou moins loin sur le trajet du tube : les dernières formées, étant les plus faibles, s'éteignent les premières.

5° Quand une onde est suivie d'ondes secondaires, on peut mesurer la *longueur* de chacune d'elles, d'après l'intervalle qui sépare deux sommets consécutifs. La longueur d'une onde augmente quand diminuent sa vitesse et son amplitude.

6° Si, au lieu d'introduire du liquide dans le tube, on en retire au contraire une petite quantité, il se forme une *onde négative* qui est soumise aux mêmes lois que l'onde positive et peut être suivie d'ondes négatives secondaires.

7° Lorsque le tube dans lequel se forment les ondes est fermé, ou suffisamment rétréci à son extrémité, il se forme des *ondes réfléchies* qui suivent un trajet rétrograde et reviennent à l'origine du tube. Ces ondes réfléchies se distinguent des ondes directes en ce que la compression du tube en aval du point exploré augmente l'intensité des ondes directes et supprime les ondes réfléchies. Au lieu où se fait la réflexion, l'amplitude des ondes augmente, ainsi qu'on l'observe à la surface d'un bassin, quand les ondes viennent en frapper les parois.

8° Si le liquide pénètre avec une grande rapidité dans un tube à parois peu extensibles, on voit se former ce qu'on pourrait appeler des *vibrations harmoniques;* elles sont surajoutées aux ondes principales; leur nombre est un multiple de celui des ondes. Ces harmoniques n'apparaissent pas à l'orifice d'entrée du tube, mais seulement un peu plus loin, et disparaissent près de l'extrémité opposée.

9° Quand le liquide pénètre dans le tube, en grande quantité et pendant assez longtemps, son afflux prolongé s'oppose à l'oscillation rétrograde qui fait naître les ondes secondaires; toutefois celles-ci peuvent apparaître à une certaine distance de l'orifice d'entrée du tube.

10° Dans les tubes branchés, de calibre et d'épaisseur semblables, il se fait un mélange très-compliqué d'ondes qui passent d'un tube

dans l'autre; mais, dans les conditions de la circulation du sang, l'aorte ne permet pas le passage des ondes d'une artère dans une autre. L'aorte a ses propres ondes qu'elle envoie dans toutes les artères, où elles se transforment plus ou moins; mais elle éteint et absorbe, comme un réservoir élastique, les ondes que chaque artère lui apporte, et elle ne les envoie point aux autres.

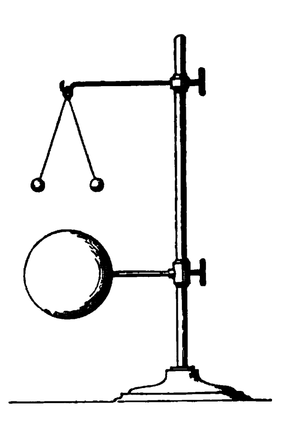
11° Quand de petits tubes de longueurs inégales sont branchés sur un tube plus gros, comme les artères le sont sur l'aorte, chacun de ces tubes est le siége d'ondes qui lui sont propres, qui se forment à son intérieur, et dont la longueur varie avec celle du tube.

QUELQUES EXPÉRIENCES SUR L'INDUCTION ÉLECTROSTATIQUE;

PAR M. GOVI,
Professeur à l'Université de Turin.

Ces expériences sont destinées à démontrer que l'électricité induite de première espèce est douée de tension.

Si l'on place un corps sphérique électrisé au-dessous de deux petites boules en moelle de sureau, rattachées par des fibres de lin



à un anneau métallique isolé, on voit que, tout d'abord, les deux pendules divergent, et que leur divergence augmente quand on vient à les faire communiquer avec le sol.

En admettant que cette divergence provienne (comme on l'a prétendu) de l'*induction curviligne* exercée par la sphère inductrice, on devrait la voir cesser ou diminuer d'une manière sensible en supprimant l'induction. Or il n'en est rien, et, si la charge de l'inducteur est assez forte, sa distance convenable et la surface des deux petites boules assez grande par rapport à celle des fibres de lin et du petit anneau, on voit les deux pendules s'écarter davantage quand on vient à décharger l'inducteur à l'aide d'une pointe métallique non isolée qu'on en approche rapidement (1).

Cette divergence plus considérable des pendules vient de ce que l'inducteur, loin de les écarter par *induction curviligne,* exerçait sur les boules induites une attraction qui tendait à les rapprocher.

Il est d'ailleurs évident que, si l'on entend par *tension électrique* l'effort des corps électrisés pour se rapprocher ou pour s'éloigner l'un de l'autre, l'écartement des petits pendules prouverait encore la tension de l'électricité induite opposée à l'inductrice, quand même il serait démontré qu'on le doit attribuer à ce que Faraday a désigné sous le nom d'*induction curviligne*.

La tension de l'électricité induite se manifeste encore trèsnettement quand on termine l'induit isolé par *une pointe fine* tournée *directement* du côté de l'inducteur. Si, dans ce cas, l'air étant trèssec et les supports de l'induit parfaitement isolants (2), on laisse agir l'induction pendant quelques instants, on trouve que, immédiatement après avoir déchargé l'inducteur, l'induit garde une charge sensible d'électricité homonyme de l'induisante.

Tous les autres phénomènes qui ont pu faire naître dans quelques esprits l'idée *contradictoire* d'une *électricité induite privée de tension* s'expliquent aisément si l'on tient compte (ce qui n'a pas toujours été fait par les électriciens) de l'influence exercée sur l'inducteur par les corps isolés, ou non, que l'on approche de l'induit. On comprend alors, sans difficulté aucune, pourquoi l'on enlève seulement l'électricité induite homonyme de l'inductrice quand on

---

(1) Ce mode de décharge a pour objet d'éviter l'agitation de l'air, et par conséquent les mouvements accidentels des pendules.

(2) Cela n'arrive presque jamais quand on se sert de pieds en verre, vernis ou non à la gomme laque; mais on peut l'obtenir en suspendant l'induit par des fils de soie.

vient à mettre en rapport avec le sol les parties du conducteur induit qui sont le plus rapprochées de l'inducteur.

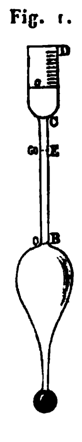
Il faut se défier, dans ces recherches, des petits plans d'épreuve, qui donnent assez souvent des signes électriques contraires à la réalité, à cause de l'électricité induite du manche isolant auquel ils sont attachés. Cette source d'erreur avait été déjà signalée par Coulomb ([1]).

NOUVEAU DENSIMÈTRE;

Par M. E. PÂQUET,
Professeur au collége de Saint-Dié.

Le densimètre suivant, que j'ai imaginé, permet d'obtenir plus simplement, et surtout beaucoup plus rapidement que par l'aréomètre de Nicholson, la densité des solides dont on peut avoir

Fig. 1.



des fragments de faible volume. Les deux termes de la densité cherchée s'obtiennent pour ainsi dire à la suite de la simple immersion de l'instrument dans l'eau; son usage ne nécessite l'emploi ni de balance ni de poids, et il est commode surtout dans les déterminations de minéraux, opérations dans lesquelles on a souvent be-

---

([1]) *Mémoires de l'Académie royale des Sciences;* année 1786, p. 74; année 1787, p. 426, et ailleurs.

soin d'obtenir d'une manière expéditive la densité approximative de l'échantillon à déterminer.

Cet instrument a la forme d'un aréomètre de Baumé, à renflement en poire allongée (*fig.* 1), portant une tige BC (d'environ $\frac{1}{2}$ centimètre de section et 15 centimètres de longueur), qui est ici surmontée d'un tube plus large CD, fermé inférieurement et divisé en centimètres cubes et dixièmes de centimètre cube; le zéro est placé au niveau du deuxième centimètre cube, et l'instrument est lesté de telle sorte qu'il s'enfonce dans l'eau jusqu'à l'origine B de la tige, lorsque le tube D est rempli d'eau jusqu'au zéro, et renferme par suite 2 centimètres cubes de ce liquide.

La tige AB porte également une graduation dont le zéro est en B et dont les autres divisions s'obtiennent ainsi : le densimètre devant servir pour des poids inférieurs à 6 grammes, par exemple, on met dans le tube supérieur contenant déjà de l'eau jusqu'au zéro un poids de 6 grammes, ou bien on y ajoute 6 centimètres cubes d'eau; il s'enfonce jusqu'en E, où l'on inscrit 60; on partage l'espace EB en 60 parties égales (si le tube est cylindrique) et chacune correspond à 1 décigramme; on prolonge les divisions au-dessus, s'il y a lieu.

Pour déterminer une densité avec cet instrument, on verse dans le tube CD 2 centimètres cubes d'eau; elle s'élève jusqu'au zéro; on le plonge dans l'eau, il affleure en B; on introduit le corps dans CD, ce qui force le niveau du liquide contenu dans le tube à s'élever jusqu'à la division 3, par exemple : le volume du corps est 3 centimètres cubes. L'instrument s'enfonce jusqu'à une certaine division de la tige, 55 par exemple; le poids du corps est 55 décigrammes ou $5^{gr},5$; la densité est donc $\frac{5,5}{3}$.

Ce densimètre peut aussi servir pour la densité des liquides; on opère alors à peu près comme avec celui de Rousseau.

ÉTUDE SUR L'ENTRAINEMENT DE L'AIR PAR UN JET D'AIR OU DE VAPEUR.

PAR M. FÉLIX DE ROMILLY.

Je me suis proposé d'examiner les effets d'un jet d'air ou de vapeur partant d'un *ajutage lanceur* et entraînant avec lui une cer-

taine quantité d'air ambiant, dans des *ajutages récepteurs*. Ces ajutages, de formes variées, rentrent tous, quant au sens des phénomènes, dans un des quatre types suivants :

1° *Coniques à petite section tournée vers le lanceur;*
2° *Coniques à grande section tournée vers le lanceur;*
3° *Cylindriques;*
4° *Percés en mince paroi.*

On s'est occupé d'abord des effets du jet lancé à l'intérieur de l'orifice récepteur, ensuite des effets du jet dirigé à l'extérieur.

Les expériences ont été faites ainsi : le lanceur est en communication avec une chaudière à vapeur servant de réservoir d'air comprimé. Ce lanceur est fixé sur une base pouvant, par une glissière divisée, se mouvoir vers le récepteur. Cette base porte elle-même une autre glissière divisée pour le mouvement latéral. Le jet est reçu par les récepteurs désignés plus haut, formant tour à tour l'entrée d'un gazomètre bien équilibré. L'air, passant librement, soulève et emplit la cloche en un temps observé au compteur à secondes. On mesure ainsi la quantité entraînée avec la vitesse à l'orifice et, par suite, la pression correspondante. Si l'on veut examiner l'effet du jet lancé dans un ajutage formant l'entrée d'un récipient clos, la cloche est chargée et immobilisée; le gazomètre forme alors le récipient clos, et un manomètre annexé donne les pressions.

Première série. — *Effet du jet lancé dans l'orifice du récepteur.* On commence l'expérience par introduire et luter le lanceur dans le récepteur. On note le temps d'emplissage, puis on sépare le lanceur du récepteur, et l'on examine les effets de l'éloignement et de l'excentration à toute distance, en maintenant toujours le lanceur dans la direction de l'axe ou dans une direction parallèle. On a ainsi tous les effets, tant en récipient clos qu'en récipient ouvert, selon que le gazomètre est chargé ou qu'il est libre.

Le fait le plus important est la conservation intégrale de la quantité de mouvement du jet lanceur dans la masse entraînée. Nous donnons donc tout d'abord l'ajutage qui réalise cet effet avec les conditions de son emploi. Nous mentionnerons les autres ensuite, chaque type d'ajutage ayant ses particularités caractéristiques.

Voici le résultat des expériences avec les divers récepteurs :

Expériences *avec récepteur conique de* 5 *à* 7 *degrés* (petite section vers le lanceur).
(Diamètre de petite section, $0^m,016$; longueur, $0^m,114$).

I. L'ajutage qui donne le maximum d'effet, en conservant l'intégralité de la quantité de mouvement, est le conique de 5 à 7 degrés (petite section regardant le lanceur). Le lanceur doit être placé à l'extérieur, éloigné d'une distance qui croît en raison de la section du récepteur, et très-peu avec la pression au lanceur (*fig.* 1). Cette distance du lanceur est fixée par le cône de 15 degrés environ formé par le jet ayant son sommet serti dans l'orifice lanceur, et ayant pour base l'orifice récepteur.

Dans ce cas, la quantité d'air reçue q est dans la proportion des diamètres du récepteur et du lanceur : $q = \frac{D}{d}$, D étant le diamètre du récepteur, et d le diamètre du lanceur.

La vitesse est en raison inverse, $V = \frac{d}{D}$.

Il faut supposer à l'orifice du lanceur toute la vitesse de la détente, comme à l'orifice récepteur.

Il en résulte donc la conservation intégrale de la quantité de mouvement.

Cet effet est le même quelle que soit la grandeur du récepteur, *pourvu que l'on se serve du présent ajutage dans les conditions de maximum indiquées*. Voici quelques expériences :

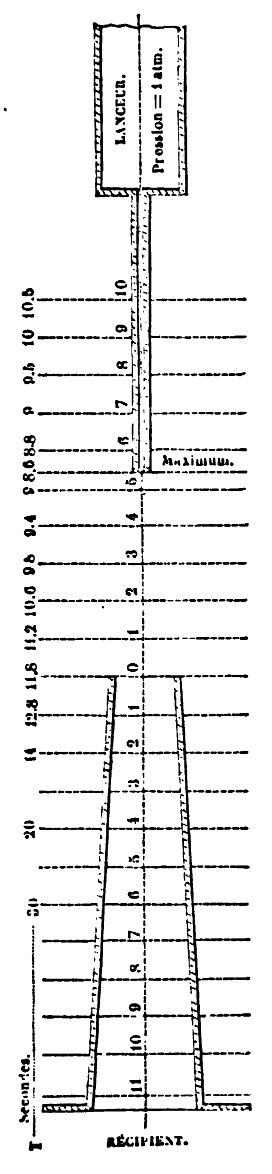


Fig. 1, demi-grandeur. L lanceur tube fin : longueur, $0^m,092$; diamètre, $0^m,0015$; T temps d'emplissage.

Les chiffres placés sur l'axe indiquent des centimètres à partir du ras de l'orifice; les chiffres supérieurs indiquent le temps d'emplissage.

Maximum maximorum : *récipient ouvert*, $8^s,6$; *récipient clos*, $0^m,051$ (*hauteur d'eau avec lanceur de : longueur*, $0^m,17$; *diamètre*, $0^m,0015$).

Lanceur à mince paroi (diamètre, 0,001, réduit à 0,0008 par contraction de la veine; pression, 1 atmosphère).

Avec récepteur, diamètre.. ...	lanceur luté	0,004	0,008	0,016	0,032
Remplit le gazomètre de 48 lit. en	173s	34s	17s	8s,5	4s,2
Quantité par seconde.........	0lit,282	1lit,41	2lit,82	5lit,64	11lit
Vitesse (détente comprise) (1)..	564m	112m,09	56m,40	28m,20	14m,25
Quantité de mouvement.......	159	158	159	159	162

La pression sur l'orifice de ce récepteur est en raison inverse de sa section, $P = \frac{K}{D^2}$. La constante K varie selon que l'ajutage récepteur forme l'entrée d'un récipient clos ou d'un récipient laissant échapper l'air librement. Dans le premier cas, la pression est donnée par un manomètre; dans le second cas, la pression est calculée d'après la vitesse au passage.

D'après les expériences faites avec 1 atmosphère au lanceur, la première pression est à la seconde comme 1,4 est à 1.

Exemple :

Lanceur........................ 0m,0008 Récepteur.................. 0m,0008

Le rapport des sections donnerait en hauteur d'eau 0m,100. L'expérience donne :

En récipient ouvert (d'après la vitesse).... 0m,195 (double du rapport des sections).
En récipient clos........................ 0m,280 (1,4 du nombre précédent).

Il faut avoir égard à cet effet, lorsqu'on place un tube manométrique dans l'intérieur d'un tuyau pour évaluer le passage d'un gaz.

Dans le cas de l'ajutage conique décrit, le maximum à toute distance est au centre, ce qui se manifeste en excentrant le lanceur parallèlement à l'axe du cône récepteur.

Ces expériences de recherche des maxima ont été faites avec des lanceurs terminés par un long tube fin, pour pouvoir le plonger de part en part dans l'intérieur de l'ajutage et l'y mouvoir latéralement, en obstruant très-peu l'entrée de l'air entraîné.

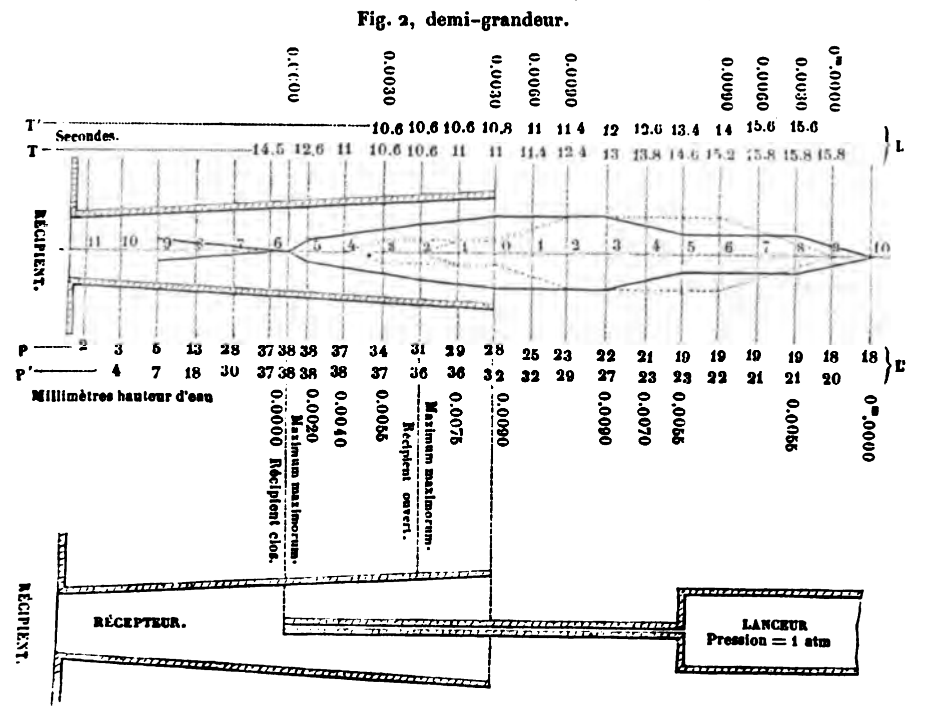
Pour les autres ajutages, il n'en est pas de même : ils n'atteignent pas le maximum de l'ajutage précité. On verra qu'en substituant l'ajutage conique de 5 à 7 degrés au cylindre habituellement em-

(1) Vitesse comptée d'après l'air détendu reçu dans le gazomètre, en supposant l'orifice du lanceur réduit à $\frac{65}{100}$ par suite de la contraction de la veine fluide, ayant par conséquent un diamètre réduit dans la proportion de $\sqrt{65}$ à $\sqrt{100}$, et par suite réduit à 0m,0008.

ployé, on réalise une augmentation de plus de 33 pour 100 d'effet utile. On verra de plus que le maximum d'effet, soit avec un récipient ouvert, soit avec un récipient clos, n'est plus au centre pour toute distance. L'examen de l'ajutage suivant donnera une idée de cette excentration du maximum.

Expériences, récepteur conique de 7 degrés (grande section vers le lanceur).
(Diamètre : petite section, $0^m,016$; longueur, $0^m,114$.)

Fig. 2, demi-grandeur.



L lanceur tube fin : longueur, $0^m,17$; diamètre, $0^m,0015$;

.... Courbe des maxima avec récipient ouvert (chiffres verticaux supérieurs indiquant l'excentration);

T' temps d'emplissage sur la courbe;

T temps d'emplissage sur l'axe;

L' lanceur tube fin : longueur, $0^m,17$; diamètre, $0^m,0015$;

——— Courbe des maxima avec le récipient clos (chiffres verticaux inférieurs indiquant l'excentration);

P pression sur l'axe;

P' pression sur la courbe.

Les chiffres sur l'axe indiquent en centimètres la distance à l'orifice.

Les points vérifiés de centimètre en centimètre ont été joints par des droites.

Pour la courbe en récipient ouvert, entre $0^m,02$ et $0^m,03$ intérieur, le *maximum maximorum* est peu net; il paraît aussi bien au centre qu'à $0^m,003$ d'excentration.

MAXIMUM MAXIMORUM : *récipient ouvert*, $10^s,6$; *récipient clos*, $0^m,038$ (*hauteur d'eau*).

II. Dans le CONIQUE *à grande section tournée vers le lanceur,* le *maximum maximorum* est à l'intérieur du cône. Les maxima à toute autre distance sont excentrés, et leur suite forme une surface courbe de révolution située en partie dans l'intérieur, en partie à l'extérieur du cône (*fig.* 2).

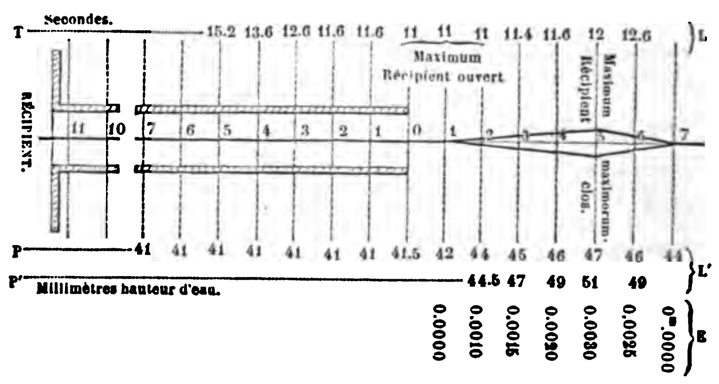
Si l'on agrandit l'angle du cône, le *maximum maximorum* reste sensiblement à la même place, le petit axe de la courbe s'élargit et le grand axe s'allonge rapidement.

III. Pour les *ajutages* CYLINDRIQUES avec récipient ouvert, le *maximum maximorum* est sur la ligne axiale, à une petite distance de l'orifice extérieur. Avec récipient clos, à l'intérieur et encore à quelque distance à l'extérieur, les maxima sont sur l'axe, puis ils forment une courbe fermée, et le *maximum maximorum* est une ligne circulaire formant la partie la plus excentrée de la courbe (*fig.* 3).

EXPÉRIENCES, ***récepteur cylindrique.***

(Diamètre, $0^m,016$; longueur, $0^m,115$.)

Fig. 3, demi-grandeur.



L lanceur tube fin : longueur, $0^m,092$; diamètre, $0^m,0015$.
L lanceur tube fin : longueur, $0^m,17$; diamètre, $0^m,0015$.
T temps d'emplissage. Maxima sur l'axe.
.... Courbe des maxima avec récipient clos.
E excentration.
P pression sur l'axe.
P' pression sur la courbe.

Les chiffres sur l'axe indiquent en centimètres la distance à l'orifice.
Pression dans le lanceur, 1 atmosphère.

MAXIMUM MAXIMORUM : *récipient ouvert,* 11^s; *récipient clos,* $0^m,051$.

On peut supposer que le même ajutage se transforme et prenne successivement la forme d'un cône divergent, puis d'un cylindre, enfin d'un cône convergent. On verrait alors la courbe des maxima intérieure en partie, fortement accusée quand la grande section du cône est tournée vers le lanceur, sortir du récepteur et s'amoindrir quand ce récepteur deviendrait cylindrique, puis s'amoindrir et s'éloigner, et enfin disparaître au moment où l'on arriverait au cône convergent, d'environ 6 degrés, qui donne le maximum.

Si l'on donne au cône (petite section vers le lanceur) l'angle de 15 degrés qui est l'angle même du jet, l'emplissage se fait en 9ˢ,6, ce qui fait une perte de 20 pour 100 sur celui de 5 à 7 degrés.

IV. Pour l'*orifice récepteur à* MINCE PAROI, si l'on éloigne le lanceur du récepteur, et que, de millimètre en millimètre, on examine les effets de l'excentration, on trouve que la suite des maxima forme une courbe ayant la forme d'un pavillon très-ouvert près du récepteur et revenant peu à peu sur l'axe vers le lieu du *maximum maximorum*, qui est à la même place qu'avec le conique convergent. On retrouve cette courbe dans le récepteur conique divergent entre le point du *maximum maximorum* et le petit orifice, comme suite de la courbe principale. L'emplissage du gazomètre se fait en douze secondes et demie avec le lanceur employé pour les autres ajutages. La quantité de mouvement est réduite à moins de moitié de ce qu'elle est avec le conique. C'est l'ajutage le moins favorable.

Voici les résultats comparés des expériences précédentes. On pourra constater la supériorité du récepteur conique convergent de 6 degrés environ, avec même lanceur et récepteur de même diamètre.

	Temps d'emplissage.	Rapport des quantités de mouvement.
Conique de 5 à 7 degrés (petite section vers lanceur)......	8ˢ,6	100
Conique de 15 degrés »	9ˢ,6	81
Conique de 5 à 7 degrés (grande section vers lanceur)....	10ˢ,6	65
Cylindrique..	11ˢ	61
Mince paroi..	12ˢ,5	48

OBSERVATIONS GÉNÉRALES.

1° Lorsque le récipient clos est percé, outre l'ajutage récepteur, d'un autre orifice égal et semblable pour la sortie, la pression est réduite à moitié.

2° A quelque endroit que se trouve l'orifice du lanceur, soit sur l'axe, soit hors de l'axe, à l'intérieur ou à l'extérieur de l'ajutage, l'effet est toujours supérieur quand la direction du jet se confond avec l'axe ou lui est parallèle; toute direction angulaire à l'axe produit une diminution d'effet très-rapide.

3° Il faut tenir compte de la section contractée, avec le lanceur à mince paroi, pour le rapport des vitesses ou des pressions entre le lanceur et le récepteur.

4° On est porté à croire que la perte d'une certaine quantité d'air par les côtés est une cause d'infériorité absolue : c'est une erreur; car, avec le conique convergent de 6 degrés, le maximum est placé au lieu où la base du cône formé par le jet couvre exactement l'orifice récepteur; or il faut doubler cette distance et par conséquent perdre la plus considérable partie du jet pour réduire l'effet à celui qui est produit par le lanceur placé au ras même de l'orifice où le jet pénètre alors entièrement.

Pour établir les faits énoncés, on a varié les formes et les grandeurs relatives du lanceur et du récepteur.

Les mêmes expériences ont été faites avec la vapeur : mêmes résultats. Cependant, ayant opéré comme pour l'air avec une atmosphère de pression, les gouttelettes dues à la condensation rendaient les expériences plus difficiles et moins nettes.

En résumé :

1° Conservation intégrale de la quantité de mouvement avec récepteur conique de 5 à 7 degrés, petite section vers le lanceur [1]. Celui-ci est placé à une distance extérieure, donnée par la forme du jet qui fait un cône de 15 degrés environ, dont l'orifice lanceur occupe le sommet et l'orifice récepteur la base. Cette distance croit un peu avec la pression.

2° Quantité entraînée en raison directe des diamètres du lanceur et du récepteur $\frac{D}{d}$; vitesse en raison inverse $\frac{d}{D}$; pression en raison

(1) Venturi avait trouvé, pour l'écoulement de l'eau par un ajutage, le même angle de divergence, ce qui indique pour ces deux cas si différents une similitude dans la direction des fluides au moment du passage par l'orifice de l'ajutage. Il est aussi remarquable que ce soit avec ce même ajutage formant entrée d'un récipient clos que l'on a le maximum de pression avec l'air entraîné.

inverse de la section du récepteur $P = \frac{K}{D^2}$, K variant selon que le récipient est ouvert ou clos.

3° Les autres ajutages, inférieurs comme effet.

4° Maximum au centre, à toute distance, pour le conique, petite section vers le lanceur.

5° Pour les autres, courbes particulières à chacun pour la suite des maxima.

6° Courbes différentes pour le même ajutage si le jet est reçu en récipient clos ou en récipient ouvert.

7° Lieu du *maximum maximorum* particulier à chaque courbe.

ÉLECTROSCOPE A PILES SÈCHES TRÈS-SENSIBLES; SON USAGE DANS QUELQUES EXPÉRIENCES SUR L'ÉLECTRICITÉ DE CONTACT ET SUR LA FORCE ÉLECTRO-MOTRICE DE LA CHALEUR;

PAR M. AUGUSTE RIGHI.

Voici comment on peut rendre d'une extrême sensibilité l'électroscope à piles sèches. Les piles doivent être rendues mobiles à l'aide de vis adaptées à leur base ; les pôles inférieurs doivent communiquer avec le sol par les tubes de métal qui amènent le gaz de l'éclairage, et les pôles supérieurs portent deux larges lames de laiton parallèles, entre lesquelles se trouve la feuille d'or. Celle-ci est très-courte et très-étroite. On approche les piles de la feuille, jusqu'à ce qu'elle se tienne en équilibre très-instable, et qu'à la moindre charge elle commence à osciller entre les pôles. En la mettant alors en communication avec le sol, au moment où elle est près de sa position d'équilibre, on réussit à l'y maintenir. Les communications avec le sol et celles des conducteurs avec la feuille d'or doivent se faire avec soudure, ou du moins avec amalgamation.

L'appareil ne donne pas d'indications fausses, et sa sensibilité devient si grande, qu'il est facile de répéter l'expérience de la double lame zinc-cuivre, même sans condensateur. J'ai soudé au bouton de l'instrument quatre fils métalliques, platine, cuivre, fer et zinc. Lorsque la feuille d'or est d'abord verticale, elle se meut dès que l'on touche le fil de zinc ou celui de fer, ou même celui de cuivre.

Si l'on touche le zinc, puis le fer, puis le cuivre et enfin le platine, on voit au début une grande déviation qui diminue à chaque nouveau contact. On obtient les mêmes effets si, au lieu de toucher les fils avec les doigts, on les plonge dans un verre d'eau, isolé ou non. On comprend que dans les expériences délicates il ne faut jamais toucher les métaux avec les doigts. Pour les expériences de cours, je projette une image très-grande de la feuille d'or, avec la lumière Drummond. L'instrument est très-commode et d'un usage facile.

Avec cet instrument j'ai répété mes expériences sur l'électricité de contact (¹). Les résultats obtenus confirment ceux que j'ai déjà exposés; j'ai reconnu, en particulier, que les charges entre un disque de cuivre et un de zinc ne dépendent pas sensiblement du milieu isolant dans lequel se trouve le zinc; l'expérience réussit encore lorsque le métal est partout recouvert de gomme laque fondue, d'une épaisseur de plusieurs millimètres. Entre deux disques du même métal, mais dont l'un est recouvert de résine, on n'obtient pas d'effet appréciable, pourvu que les disques soient bien nettoyés à leur surface.

J'ai autrefois constaté qu'au contact de deux disques de même nature, à température différente, il existe une différence de potentiel; pour tous les métaux et autres conducteurs examinés, le disque froid prend l'électricité positive. Cela ne s'accorde pas avec les expériences de M. W. Thomson et de M. Le Roux, sur les effets thermiques produits par un courant qui passe entre deux parties d'un même métal à températures différentes; ces effets sont en sens contraire dans certains métaux : en particulier le fer et le cuivre se comportent de deux manières opposées. J'ai répété les expériences avec le fer et le cuivre.

Chaque disque a un isolateur de verre et forme le fond d'une boîte cylindrique qu'on peut remplir soit d'eau à 100 degrés, soit d'eau à zéro. On prend les deux disques de cuivre et on les porte à 100 degrés à peu près. On constate qu'étant mis en contact ils ne présentent pas de charge lorsqu'on les porte à l'élec-

(¹) *Voir* ce même journal, t. III, p. 19. A la page 20, il s'est glissé, je ne sais comment, une faute qui rend inintelligible ce qui suit. Au lieu de : 2° *l'expérience avec la lame de zinc isolée que l'on pose sur le condensateur à plateaux,* lisez : 2° *l'expérience avec un condensateur formé d'un plateau de zinc et un de cuivre, qu'on fait communiquer et qu'on sépare après.* Cette dernière phrase est la traduction exacte du texte italien.

troscope. On substitue alors l'eau froide à l'eau chaude qui échauffait l'un des disques, et l'on reconnaît que le disque froid se charge d'électricité positive, et le disque chaud d'électricité négative. Les signes d'électricité disparaissent en refroidissant l'autre disque, ou en échauffant de nouveau le premier.

Si les deux disques, étant à la même température, donnent de petites charges, ce qui est fréquemment le cas des disques de fer, on peut nettoyer les disques ou refroidir celui qui prend l'électricité négative : on obtient alors une inversion des signes électriques.

Le fer et le cuivre se comportent donc de la même manière et non d'une manière opposée. Cette différence entre les expériences électrostatiques et les expériences électrothermiques se retrouve aussi lorsqu'on étudie les forces électromotrices de contact.

G. LUNDQUIST. — **Ueber die Wärme vertheilung im Normalspectrum (Distribution de la chaleur dans le spectre normal)**; *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 146; 1875.

Les essais tentés pour déterminer directement la distribution calorifique dans le spectre fourni par les réseaux n'ont donné que des résultats incertains, à cause de la faible intensité des spectres de cette espèce (¹); mais on possède de bonnes observations sur les spectres prismatiques, et on peut les utiliser pour résoudre au moins approximativement le problème en question, grâce aux considérations suivantes.

Soit q la quantité totale de chaleur, distribuée différemment dans les spectres des deux espèces. Nous supposerons leur hauteur égale à 1, et nous désignerons par u la quantité de chaleur qui est contenue dans le spectre normal, et dans un rectangle élémentaire dont la base est égale à $d\lambda$,

$$u = \frac{dq}{d\lambda}; \qquad (1)$$

on a de même, dans le spectre prismatique et dans un rectangle

(¹) *Voir*, par exemple, les expériences de Draper (*Philosophical Magazine*, 4ᵉ série, t. XLIV, p. 104.

dont la base est égale à dx, une quantité de chaleur

$$u' = \frac{dq}{dx}. \tag{2}$$

Il s'agit d'évaluer u en fonction de u', que l'on suppose mesuré directement.

Si l'on a employé un prisme de verre ou de sel gemme, on peut admettre que l'indice de réfraction μ est exprimé en fonction de la longueur d'onde, et d'une manière suffisamment exacte, par la formule de Cauchy réduite à deux termes. Soient α l'angle réfringent du prisme, δ la déviation correspondant à la longueur d'onde λ (le prisme étant dans la situation du minimum de déviation), et représentons par a_0 et a_2 deux constantes; on a

$$\mu = \frac{\sin\frac{\alpha+\delta}{2}}{\sin\frac{\alpha}{2}} = a_0 + \frac{a_2}{\lambda^2}. \tag{3}$$

Soit, de plus, δ_0 la valeur de δ pour $x = 0$; la valeur de x est

$$x = k(\delta_0 - \delta); \tag{4}$$

on a identiquement

$$\frac{dq}{d\lambda} = \frac{dq}{dx}\frac{dx}{d\lambda}.$$

Si, dans cette expression, on remplace $\frac{dq}{d\lambda}$ et $\frac{dq}{dx}$ par u et u', et $\frac{dx}{d\lambda}$ par sa valeur obtenue, en différentiant (3) et (4), on obtient définitivement

$$u = C\,\frac{u'}{\lambda^3 \cos\frac{\alpha+\delta}{2}}. \tag{5}$$

Dans cette formule, C est une quantité indépendante de λ et de δ.

L'auteur applique la formule (5) aux expériences de Lamansky [1], faites avec des prismes de sel gemme et de flint-glass.

[1] Lamansky, *Annales de Poggendorff*, t. CXLVI, p. 200, et *Journal de Physique*, t. I, p. 335.

La courbe représentative des intensités calorifiques qu'il obtient est assez irrégulière, mais elle présente un maximum parfaitement caractérisé dans le voisinage de la raie D. Le maximum de l'intensité calorifique coïnciderait donc avec le maximum de l'intensité lumineuse dans le spectre normal.

Le spectre de la lumière électrique, d'après les expériences de Tyndall ([1]), fournirait, au contraire, un maximum vers la raie A.

E. Bouty.

E. BÖRNSTEIN. — Ueber das Verhältniss des temporären Magnetismus zur magnetisirenden Kraft und seine Beziehungen zur Wechselwirkung der Metalltheilchen (Rapport entre le magnétisme temporaire et la force magnétisante, et actions mutuelles des particules métalliques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 336; 1875.

Si l'on introduit des barreaux de fer, de nickel ou de cobalt dans des spirales parcourues par des courants d'intensités diverses, on peut, pour étudier la manière dont le magnétisme produit Y dépend de la force magnétisante X, construire pour chaque barreau une courbe, dont les abscisses soient les forces X et les ordonnées le rapport $\frac{Y}{X}$. Ces courbes ont toutes la même allure : l'ordonnée passe par un maximum, puis décroît ensuite.

L'abscisse de ce maximum dépend de la forme du barreau et de sa nature : plus le barreau est allongé, plus il se rapproche de l'origine; pour des formes semblables, l'abscisse est plus petite pour le barreau de fer que pour le barreau de nickel, plus petite encore pour celui-ci que pour le barreau de cobalt.

Si l'on prépare des barreaux en tassant dans un tube de verre des mélanges de ces métaux réduits en poudre impalpable avec une matière impalpable ([2]), ce maximum se rapprochera d'autant plus de l'origine que la proportion de matière inerte sera plus grande; et l'on pourra obtenir, par exemple, avec un mélange de fer et d'alumine, une courbe semblable à celle du nickel pur.

([1]) Tyndall, *Philosophical Transactions*, p. 1; 1866.

([2]) Mélanges obtenus en réduisant par l'hydrogène le précipité donné par l'ammoniaque dans une dissolution de sel métallique et d'alun.

On conclut de là que l'existence de ce maximum, non prévu par la théorie de Weber, tient aux réactions mutuelles des molécules magnétiques, réactions qu'on doit considérer comme s'exerçant encore à des distances finies; tout ce qui tend à diminuer l'influence de ces réactions : 1° augmentation de la distance des molécules; 2° augmentation des dimensions du corps dans le sens de la force magnétisante; 3° faiblesse du pouvoir magnétique du corps : toutes ces causes tendent à diminuer l'abscisse du maximum et à effacer celui-ci.

A. Potier.

C. BRAUN. — Ueber die unipolare Electricitätsleitung durch Gasschichten von verschiedener Leitungsfähigkeit (Sur la conductibilité unipolaire, produite par des couches gazeuses de diverses conductibilités); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 481; 1875.

Lorsque l'on place deux spirales de platine reliées par un fil métallique dans une flamme, il se produit généralement un courant qui peut être attribué à deux causes : 1° la différence des températures des spirales; 2° la différence de nature des milieux où elles sont plongées; on pourra toujours faire prédominer la seconde cause en introduisant un sel dans l'une des spirales. Le courant va dans ce cas de la spirale chargée de sel à l'autre à travers la flamme, pour la plupart des sels.

Si l'on fait passer un courant dans le fil qui réunit les deux spirales, la résistance de ce fil paraît augmentée quand le courant extérieur est de même sens que le courant propre de la flamme; quand le courant extérieur est faible et au plus aussi énergique que le courant propre, cet accroissement de résistance croît avec l'intensité du courant.

L'auteur ajoute ce fait curieux : Si un courant passe dans la flamme dans le sens le plus favorable, que les électrodes ou spirales sont à la même hauteur, son intensité diminue lorsque l'on rapproche les spirales.

A. Potier.

JOHN RAE. — On some physical properties of Ice (Sur quelques propriétés physiques de la glace); *Philosophical Magazine*, t. XLVII, p. 56; 1874.

La glace qui se forme dans de l'eau salée qu'on refroidit est-elle pure? Certains physiciens, entre autres Faraday et Tyndall, prétendent que oui. D'autres expérimentateurs soutiennent le contraire, pour avoir trouvé dans l'eau résultant de la fusion de cette glace du sel en proportions sensibles, quoique toujours plus faibles que dans le liquide initial. Il est probable que tous ont raison, et que tout dépend de la rapidité de la congélation et de la quantité d'eau mère qui reste interposée entre les cristaux. A cette première explication toute naturelle M. J. Rae en ajoute une autre assez inattendue.

M. Rae est un habile et courageux explorateur des régions arctiques, qui a souvent eu l'occasion de faire fondre de la glace, et qui a toujours trouvé invariablement trop salée pour pouvoir servir à la boisson celle qu'il prenait *in situ*, c'est-à-dire reposant en couche continue et irrégulière sur la surface de la mer. Au contraire, lorsqu'il trouvait des glaces à surface déchiquetée et irrégulière, ayant vu passer un été, et vieilles, par suite, de plus d'un an, elles étaient toujours *fraîches*, à la condition de dépasser de 1 pied ou 2 pieds le niveau de la mer.

Pour expliquer ce fait, M. Rae admet que, lorsque la glace se forme, les sels de la mer ne prennent pas la forme solide, mais ils restent en solution concentrée dans les interstices des cristaux ou dans de très-petites cavités de la glace; puis, lorsque, par suite d'une circonstance quelconque, celle-ci vient à s'élever un peu au-dessus de son niveau primitif, il se produit une espèce de drainage à la suite duquel, s'il est assez complet, la glace peut devenir parfaitement *douce*. Dans le travail que nous analysons plus loin et qui a été entrepris pour vérifier l'explication de M. J. Rae, mais qui s'est beaucoup étendu dans une autre direction, M. F. Guthrie substitue au drainage une action osmique, en vertu de laquelle les petites portions d'eau mère laissées dans la glace seraient remplacées par de l'eau de mer moins concentrée, qui se congélerait, par suite, là où l'eau mère restait liquide, et donnerait de la glace pure, plus une

quantité d'eau mère plus petite, chassée à son tour comme la première, jusqu'à ce qu'il ne reste plus que des traces de sel.

DUCLAUX.

FRÉD. GUTHRIE. — On salt solutions and attached Water (Sur les solutions salines et l'eau adhérente); *Philosophical Magazine*, t. XLIX, p. 1-206-266; 1875.

Lorsqu'on refroidit des dissolutions de sel marin de concentration différente, la température à laquelle la glace commence à se former est d'autant plus basse que la teneur en sel est plus grande, et tombe graduellement au fur et à mesure que le liquide se concentre jusqu'à la limite de —22 degrés C., température à laquelle la portion qui reste liquide renferme environ 23, 8 pour 100 de sel. Si l'on est parti originairement d'une solution saturée renfermant à 8 degrés 26,27 pour 100 de sel, il se produit à —7 degrés un dépôt de bihydrate $NaCl + 2H^2O$, qui diminue la concentration et la ramène peu à peu à la limite de 23,8 pour 100, en même temps que la température tombe encore à — 22 degrés.

Si l'on prend alors toute la portion liquide à cette température, et si on la soumet au mélange d'acide carbonique solide et d'éther, elle se prend en masse, formée de cristaux aciculaires semblables à ceux que donne une solution sursaturée de sulfate de soude. La température reste fixe à — 22 degrés pendant la solidification, et diminue rapidement aussitôt qu'elle est terminée.

La masse cristalline, soumise à une fusion ménagée, donne un liquide qui présente du commencement à la fin la même composition, correspondant à peu près à la formule $2NaCl + 21HO$, ou bien $NaCl + 10HO$, en admettant que l'excès d'eau soit dû à une condensation de l'humidité à la surface du composé froid.

Ce fait n'est pas spécial au sel marin, et tous les autres sels étudiés donnent de même un hydrate qui reste liquide à la température la plus basse que l'on puisse produire en mélangeant le sel et l'eau, et qui paraît présenter une composition constante. L'auteur nomme ces composés des *cryohydrates*, à raison des circonstances dans lesquelles ils se forment, et n'est pas éloigné d'admettre que c'est la chaleur de fusion de ce cryohydrate qui commande l'effet

du mélange réfrigérant, comme la chaleur de fusion de la glace commande la température zéro dans l'eau qui l'environne.

Cette assimilation le conduit au moins à des déductions qui, au premier abord, paraissent singulières, mais qui sont vérifiées par l'expérience.

Ainsi la température minimum d'un mélange réfrigérant doit être indépendante, dans une assez large mesure, de la proportion relative des substances que l'on mélange ensemble, à la seule condition qu'elles soient assez finement pulvérisées pour que l'uniformité de température s'établisse rapidement; la portion liquide ou le cryohydrate doit avoir toujours la même composition : c'est ce que l'auteur a vérifié avec des mélanges de glace et de sel marin, ou de glace et d'acide chlorhydrique.

En outre, cette température minimum, ne pouvant s'abaisser au-dessous du point de solidification du cryohydrate, doit être indépendante de la température initiale des substances qu'on mélange. C'est là une idée contraire à une opinion assez généralement répandue, et pourtant l'expérience en prouve la justesse. On peut refroidir la glace ou le sel à — 15° dans le mélange usuel sans abaisser la température au-dessous de — 22°.

Enfin les cryohydrates étant tous, sauf de très-rares exceptions, beaucoup plus riches en eau que les hydrates connus, le sel employé à les fabriquer pourra être plus ou moins hydraté sans que le résultat soit notablement modifié. C'est encore ce que prouve l'expérience.

Le tableau suivant résume les principales expériences de M. Guthrie. La première colonne donne les températures minimum obtenues en mélangeant le sel avec 3 à 6 fois son poids de glace, en morceaux de la grosseur d'un pois. C'est le mélange que M. Guthrie appelle un *cryogène*. La seconde colonne donne la température de solidification du cryohydrate. La troisième, l'équivalent du cryohydrate ou le nombre de molécules d'eau unies avec une molécule de sel. Enfin, une quatrième et une cinquième colonne, que l'on a supprimées pour simplifier, prouvent que la composition du cryohydrate solide est la même que celle de la liqueur mère résultant du mélange réfrigérant.

Formule du sel.	Température du cryogène.	Température de solidification du cryohydrate.	Équivalent.
NaBr	—28°	—24°	8,1
AzH^4I	—27	—27,5	6,4
NaI	—26,5	—15	5,8
KI	—22	—22	8,5
NaCl	—22	—22	10,5
SrCl + 6HO	—18	—17	22,9
AzH^4O, SO^3	—17,5	—17	10,2
AzH^4Br	—17	—17	11,1
AzH^4O, AzO^5	—17	—17,2	11,4
NaO, AzO^5	—16,5	—17,5	16,2
AzH^4Cl	—16	—15	12,4
KBr	—13	—13	13,9
KCl	—10,5	—11,4	16,6
KO, AzO^5	— 3	— 2,6	89,2
KO, SO^3	— 1,5	— 1,2	114,2
$NaO, SO^3 + 10HO$	— 0,7	— 0,7	165,6
HgCl	— 0,2	— 0,2	45,0

La loi établie par M. Guthrie de l'égalité entre la température de solidification du cryohydrate et celle du cryogène se trouve établie dans tous les cas, sauf un seul. Je ne parle pas du bromure de sodium, pour lequel l'écart est faible, mais de l'iodure de sodium, pour lequel l'écart est considérable, et inexplicable avec les idées de l'auteur. Peut-être aussi y a-t-il quelques réserves à faire sur l'existence d'hydrates renfermant 450 molécules d'eau de cristallisation; mais l'ensemble de ces expériences est évidemment intéressant.

L'auteur montre, en outre, que les substances organiques, comme l'alcool, peuvent fournir des cryohydrates. De l'alcool étendu d'eau, de manière à avoir la formule $C^4H^6O^2 + 8HO$, ce qui correspond à 39,07 pour 100 d'alcool en poids, donne à — 34° un solide homogène, nacré, pendant la formation duquel la température reste constante. De l'alcool plus dilué, refroidi, donne d'abord de la glace, et s'enrichit en alcool jusqu'au moment où la composition $C^4H^6O^2 + 8HO$ et la température de — 34° sont à la fois atteintes. Un alcool plus concentré ne donne rien jusqu'à — 27°, moment

où commence la formation de l'hydrate $C^4H^6O^2 + 8HO$, et au fur et à mesure que celui-ci se sépare, la température du mélange diminue. Ces résultats serviront peut-être à expliquer les faits contradictoires observés jusqu'ici dans l'étude de la congélation des liquides alcooliques.

Enfin, la dissolution aqueuse d'éther, saturée, se solidifie à $-2°$ en une masse homogène, combustible, et dans laquelle, chose singulière, la flamme de l'éther n'est pas lumineuse.

DUCLAUX.

J. RINK. — Ueber die Geschwindigkeit des Schalls nach Regnault's Versuchen (Sur la vitesse du son d'après les recherches de M. Regnault); *Archives Néerlandaises*, t. VIII; *Annales de Poggendorff*, t. CXLIX, p. 533; 1873.)

M. Regnault avait conclu de ses remarquables recherches sur la vitesse du son que cette dernière diminuait avec l'intensité. L'auteur de ce travail analyse les résultats trouvés, dans des tuyaux de conduite ayant un diamètre de $1^m,10$ et une longueur de 1417 mètres. L'ébranlement était produit par la déflagration de la poudre dont se trouvait chargé un pistolet ([1]). L'arrivée de l'onde sonore était, comme on sait, signalée à chaque extrémité par l'ébranlement d'une petite membrane insérée dans une ouverture pratiquée dans les plaques métalliques qui fermaient le tuyau. Cette membrane mise en vibration produisait l'interruption d'un courant électrique, ce qui donnait naissance à une inscription sur une bande de papier mobile, où s'inscrivaient en même temps les vibrations d'un diapason et la seconde.

M. Regnault avait admis que, au moment de la déflagration, il se produisait un véritable déplacement des couches d'air voisines, donnant lieu, à l'origine, à une propagation plus rapide de l'ébranlement. Pour connaître la véritable vitesse de propagation du son par suite des forces élastiques développées entre les molécules d'air, il ne faut donc prendre l'origine du temps que quand le premier effet de perturbation a cessé d'agir, c'est-à-dire quand le son a déjà parcouru deux fois la longueur du tuyau (observation faite d'ailleurs

---

([1]) *Voir* pour la disposition de l'appareil le Mémoire de M. Regnault (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVI, p. 209, et dans le *Journal de Physique*, t. II, p. 259, une Note de M. Bontemps qui a imité le dispositif de M. Regnault.

par M. Regnault). Dans ces conditions, M. Rink a reconnu, d'après les nombres obtenus par M. Regnault, que la vitesse du son ne décroît pas régulièrement quand l'onde sonore a parcouru un plus grand nombre de fois la longueur du tuyau. En outre, cette vitesse paraît être complétement indépendante de la charge du pistolet.

Une autre circonstance tend aussi à modifier légèrement les conclusions de M. Regnault : c'est qu'il se passe un certain temps entre le moment où la membrane est ébranlée et celui où l'inscription a lieu; il en résulte une correction incertaine, mais qui est, en outre, très-faible quand le son a une intensité assez grande. M. Rink pense donc que la vitesse du son à zéro dans l'air sec a une valeur constante indépendante de l'intensité du son, et il admet le nombre 330,5 comme étant la valeur la plus probable de la vitesse du son dans les tuyaux ayant un diamètre de $1^{m},10$.

A. Terquem.

H. HERWIG. — Ueber die Frage der Fortpflanzungsdauer magnetischer Fernwirkungen (Sur la question de la propagation des actions magnétiques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 250; 1874.

Une bobine suspendue est placée entre quatre longs aimants d'acier au tungstène, dont l'action contrarie celle de la terre; on règle la position des aimants, de telle sorte qu'un courant permanent n'amène aucun mouvement de rotation; on vérifie alors qu'un courant instantané ne produit pas non plus de déviation; autrement dit, l'action terrestre s'exerce aussitôt que l'action des aimants.

Il ne me semble pas que cette expérience puisse trancher la question « si les actions magnétiques se propagent avec une vitesse appréciable ». En effet, l'action sur la bobine est le produit de l'intensité du courant par un facteur qui ne dépend que de la position des autres aimants, ou, si l'on veut, du champ de ces autres aimants, champ qui reste invariable, et il faudrait pouvoir comparer l'action de deux aimants *nés* en même temps, mais à des distances différentes.

A. Potier.

KÜLP. — Ueber die Inductions-Wirkungen von ungleich harten Magnetstäben (Sur l'action inductrice d'aimants de différentes duretés); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 315; 1874.

1° On mesure le moment magnétique d'un aimant, puis on lui accole un barreau de fer doux de même longueur; on mesure de nouveau le moment magnétique du système: dans tous les cas, quel que soit le recuit de l'aimant primitif, le moment est affaibli et réduit à $\frac{1}{10}$ ou $\frac{2}{10}$ de sa valeur primitive.

2° Le barreau accolé est en acier; le moment magnétique du système croît avec la dureté du barreau accolé et peut être jusqu'aux trois quarts du moment primitif.

3° Si l'on accole, les pôles de même nom du même côté, deux barreaux aimantés, la perte relative de moment du système est d'autant plus grande que la dureté des deux aimants est plus différente.

Tout cela est conforme aux théories reçues.

A. POTIER.

E. BUDDE. — Thermoelectrische Studien (Recherches thermo-électriques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 343; 1874.

Lorsqu'un courant passe à travers une soudure, il se produit (ou s'absorbe) dans l'unité de temps, en ce point, une quantité de chaleur θ proportionnelle à l'intensité i du courant et à une fonction $f(t)$ de la température de la soudure; cette fonction est d'ailleurs, en vertu des principes généraux de la Thermodynamique, proportionnelle à la dérivée de la force électro-motrice de la soudure et à sa température absolue; d'autre part, l'élévation de température de la soudure, toutes choses égales d'ailleurs, est proportionnelle à la quantité de chaleur produite dans son voisinage. Si le courant passe du fer dans le cuivre, puis du cuivre dans le fer, les différences des températures des deux soudures seront $\theta = \mathrm{K}if(t)$; si l'on supprime alors le courant, la différence des températures produira un courant thermo-électrique d'intensité proportionnelle à $\frac{\theta}{\mathrm{T}} f(t)$ ou à $\frac{\mathrm{K}i}{\mathrm{T}} f^2(t)$, et dont le sens, d'après la loi de Peltier, est toujours opposé au courant primitif.

Pour vérifier cette formule, M. Budde fait passer un courant maintenu constant dans une spirale dont les tours sont mi-fer,

mi-cuivre; un interrupteur automatique est placé dans le circuit, de telle sorte que les extrémités de la spirale sont en communication, tantôt avec la pile, tantôt avec le galvanomètre, celui-ci ne recevant que les courants thermo-électriques. On observe alors que, si l'on chauffe la spirale dans laquelle passe le courant à des températures diverses, la déviation du galvanomètre suit bien la loi indiquée ci-dessus; elle devient nulle lorsque le point neutre (245 degrés) est atteint, pour augmenter ensuite, toujours en conservant le même signe; en comparant les valeurs obtenues et celles qui résultent de l'emploi de la formule ci-dessus, M. Budde a obtenu une vérification satisfaisante.

A. POTIER.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome L. — Août 1875.

W. M. WATTS. — *Nouvelle forme de micromètre pour l'analyse spectrale*, p. 81.

CHARLES TOMLINSON. — *Sur quelques phénomènes qui sont en relation avec l'ébullition des liquides*, p. 85.

R. CLAUSIUS. — *Théorème de l'ergal moyen et application au mouvement moléculaire des gaz*, p. 101.

ROBERT MALLET. — *Origine et mécanisme de la production de la structure du basalte*, p. 122.

Annales de Poggendorff.

Tome CLV. — No 6. — Année 1875.

J. BERNSTEIN. — *Sur la durée du courant de polarisation*, p. 177.

C. NEUMANN. — *Sur les objections élevées contre la formule de Weber*, p. 211.

R. BUNSEN. — *Recherches d'analyse spectrale*, p. 230.

F. FUCHS. — *Oscillation du courant démontrée au moyen de la flamme*, p. 252.

P. GLAN. — *Changement de phase de la lumière par la réflexion de la lumière sur le verre*, p. 258.

W. SIEMENS. — *Pose et conductibilité du télégraphe sous-marin*, p. 272.

C. FROMME. — *Recherche sur le magnétisme des barreaux d'acier*, p. 305.

L. KÜLP. — *Sur le moment permanent magnétique des barreaux d'acier et sur la formule de Häcker* ($t = \varphi \sqrt[3]{Q} \sqrt[2]{l}$), p. 414.

L. KÜLP. — *Influence de la structure du fer sur son magnétisme*, p. 320.

F. EXNER. — *Passage des gaz à travers les lames liquides*, p. 321.

AVIATION. — APPAREILS DE VOL MÉCANIQUE;

PAR M. A. PÉNAUD (¹).

De nombreux essais de vol mécanique ont été faits à différentes époques, à l'aide d'organes de toute nature, tels que hélices, ailes battantes, parapluies conjugués, plans inclinés, roues aériennes, etc. Cependant, malgré l'intérêt de plusieurs de ces tentatives, l'hélicoptère était, jusque dans ces dernières années, le seul type de machine automotrice qui eût réussi à s'enlever. Plusieurs de ces hélicoptères ont été construits depuis 1784, époque à laquelle Bienvenu fit voler le premier. Le plus connu et le plus parfait était celui que M. Ponton d'Amécourt construisit en 1864, et qui s'élevait un instant d'un mouvement brusque à une hauteur de $2^m,50$ environ. Il était formé de deux hélices superposées et de pas contraires, mises en action par un ressort de montre.

Tous les autres systèmes d'aviation, et entre autres le vol à l'aide d'ailes battantes à la manière des oiseaux, restaient toujours non réalisés et livrés à la discussion, au milieu de théories fort opposées.

En commençant nos études, nous pensâmes que le meilleur moyen de s'opposer à la multiplicité des théories et des idées contradictoires serait de diviser les appareils volants imaginés en un petit nombre de types généraux, de réduire ensuite chacun de ces types à ses éléments essentiels, enfin de réaliser un appareil volant de chacun de ces types ainsi simplifiés, en lui donnant un aspect bien démonstrateur et une construction facile à imiter.

Négligeant des conceptions trop visiblement défectueuses, nous crûmes pouvoir diviser la grande majorité des systèmes d'aviation proposés en hélicoptères, aéroplanes et orthoptères. Les hélicoptères se soutiennent à l'aide d'hélices dont les axes diffèrent peu de la verticale. Leur translation peut être obtenue, soit par ces hélices de suspension elles-mêmes, soit à l'aide d'hélices propulsives spéciales. Les aéroplanes sont des surfaces à peu près planes, inclinées

(¹) Ce travail a été jugé, par l'Académie des Sciences, digne d'une récompense, qui a été décernée dans la séance du 11 juin 1875. (C. A.)

d'un petit angle sur l'horizon et poussées horizontalement par des propulseurs qui sont, en général, des hélices. Enfin les orthoptères ont pour organes principaux des surfaces animées de mouvements à peu près verticaux et alternatifs le plus souvent. C'est dans ce système que rentrent les ailes des oiseaux et les surfaces à mouvements de queue de poisson.

La connaissance de la résistance de l'air nous parut la clef du fonctionnement d'appareils qui devaient se soutenir en l'air uniquement en s'appuyant dynamiquement sur le fluide avec leurs surfaces. Nous entreprîmes une étude attentive de quelques points mal connus et qui nous semblèrent capitaux : l'hélice ascensionnelle, le plan incliné aérien, la recherche d'un principe d'équilibre. L'hélice propulsive était bien connue par son effet sur les navires. Ces recherches, qui nous conduisirent à un petit nombre de lois générales très-simples, nous permirent de préciser le fonctionnement et les proportions d'ensemble des appareils que nous voulions essayer de construire.

Restait à trouver un moteur. La force des ressorts solides était seule d'un emploi simple; mais le bois, la baleine, l'acier ne fournissent qu'une force minime eu égard à leur poids; le caoutchouc était bien plus puissant, mais la charpente nécessaire pour résister à sa violente tension était nécessairement assez lourde. Nous eûmes alors l'idée d'employer l'élasticité de torsion du caoutchouc, qui donna enfin la solution de la construction facile, simple et efficace des modèles volants démonstrateurs.

Nous appliquâmes d'abord à l'hélicoptère le nouveau moteur, après avoir étudié, aux diverses torsions successives du caoutchouc, son action si favorable et si curieuse. En avril 1870, nous présentâmes à M. de la Landelle des modèles qui pouvaient, à volonté, s'élever à plus de 15 mètres, voler sur place, planer obliquement en décrivant de grands cercles, et qui se maintenaient en l'air pendant plus de vingt secondes.

L'énorme supériorité de ce résultat sur celui des hélicoptères antérieurs nous enhardit à appliquer notre moteur aux autres systèmes d'aviation. Le 18 août 1871, nous réussissions à faire évoluer, en présence de la Société de navigation aérienne, un aéroplane à hélice, qui parcourut plusieurs fois, avec vitesse et dans différents sens, un des ronds-points du jardin des Tuileries. Cet appareil,

par sa translation ascendante et son équilibre parfait, donnait pour la première fois la démonstration du vol aéroplane.

Directement mesuré en dehors de toute théorie, le travail dépensé par l'aéroplane et l'hélicoptère se trouvait relativement modéré et n'avoir rien de commun avec les fabuleuses évaluations données jadis par Navier. Il était dès lors démontré que la force des oiseaux, tout en étant notablement plus grande à poids égal que celle des mammifères, n'avait rien de contraire à la raison.

Nos hélicoptères et nos aéroplanes, qui ont fonctionné avec succès le 2 juillet 1875 à la Société de Physique, ont déjà une petite famille : ils ont été imités avec des succès divers par Crocé-Spinelli et MM. Montfallet, Pétard et Tatin.

La marche de ces appareils, en confirmant d'une façon complète nos idées et nos calculs sur la résistance de l'air, nous encouragea à tenter la construction d'un oiseau mécanique à ailes battantes. La diversité des théories du vol proposées en France et en Angleterre, tout en témoignant de la difficulté de cette construction, lui donnait un intérêt spécial.

Les résultats des oiseaux mécaniques essayés jusqu'alors étaient fort décourageants. M. Artingstall et M. Marey avaient seuls obtenu un effet utile. M. Artingstall a fait, paraît-il, il y a une trentaine d'années, voler un oiseau à vapeur au bout d'un tube articulé sur une chaudière génératrice. M. Marey, dont on connaît les belles expériences physiologiques, a construit, en 1870, des insectes artificiels qui, attelés à un petit manége et munis d'un contre-poids égal aux deux tiers de leur propre poids, s'élevaient et tournaient en battant des ailes. L'air comprimé qui les animait leur était envoyé au travers de l'axe du manége par une pompe à air manœuvrée à la main. Il restait à gagner encore les $\frac{2}{3}$ restants du poids en perfectionnant l'action de l'aile, et à faire emporter aux appareils leur moteur, au lieu de les mettre en mouvement par une force extérieure.

Au milieu des théories diverses de l'aile que donnaient Borelli, Huber, Dubochet, Strauss-Durckeim, Liais, Pettigrew, Marey, d'Esterno, de Lucy, Arstingstall, etc., et des mouvements si compliqués qu'ils assignaient à cet organe et à chacune de ses plumes, mouvements dont la plupart étaient inimitables pour un appareil mécanique, nous nous décidâmes à chercher nous-même par le rai-

sonnement seul, appuyé sur les lois de la résistance de l'air et quelques faits d'observation la plus simple, quels étaient les *mouvements rigoureusement nécessaires de l'aile*. Nous trouvâmes : 1° *une oscillation double,* abaissement et relèvement, transversale à la trajectoire suivie par le volateur ; 2° *le changement de plan de la rame* pendant ce double mouvement ; la face inférieure de l'aile regardant en bas et en arrière pendant l'abaissement, de façon à soutenir et à propulser ; cette même face regardant en bas et en avant pendant le relèvement, de façon que l'aile puisse se relever sans éprouver de résistance sensible et en coupant l'air par sa tranche, tandis que l'oiseau se meut dans les airs. Ces mouvements étaient d'ailleurs admis par un grand nombre d'observateurs, et fort nettement exposés en particulier par Strauss-Durckeim et MM. Liais et Marey.

Mais, en considérant la difficulté de la construction de notre oiseau mécanique, nous dûmes, malgré notre désir de faire un appareil simple et facile à comprendre, chercher à perfectionner ce jeu un peu sommaire. Il est évident d'abord que les différentes parties de l'aile, depuis sa racine jusqu'à son extrémité, sont loin d'agir sur l'air dans les mêmes conditions. La partie interne de l'aile, dénuée de vitesse propre, ne saurait produire aucun effet propulsif à aucune période du battement, mais elle est loin d'être inutile, et l'on comprend que pendant la rapide translation de l'oiseau dans l'espace elle peut, en présentant sa face inférieure en bas et un peu en avant, faire cerf-volant pendant le relèvement comme pendant l'abaissement, et soutenir ainsi d'une façon continue une partie du poids de l'oiseau. La partie moyenne de l'aile a un jeu intermédiaire entre celui de la partie interne de l'aile et celui de la partie externe ou rame. De la sorte, l'aile, pendant son action, est tordue sur elle-même d'une façon continue depuis sa racine jusqu'à son extrémité. Le plan de l'aile à sa racine varie peu pendant la durée des battements ; le plan de l'aile médiane se déplace sensiblement, de part et d'autre de sa position moyenne ; enfin la rame, et surtout sa portion extrême, éprouvent des changements de plans notables. Ces gauchissements de l'aile se modifient à chaque instant du relèvement et de l'abaissement, dans le sens que nous avons indiqué ; aux extrémités de ses oscillations l'aile est à peu près plane. Le jeu de l'aile se trouve ainsi intermé-

diaire entre celui d'un plan incliné et celui d'une branche d'hélice à pas très-long et incessamment variable.

Malgré les différences de leurs théories entre elles et avec celle-ci, divers auteurs nous donnaient, tantôt l'un, tantôt l'autre, des confirmations de la plupart de ces idées. Ainsi la torsion de l'aile avait été déjà très-bien signalée par Dubochet et M. Pettigrew, qui a longuement insisté à son égard ; il a seulement pris, selon nous, le galbe du relèvement pour celui de l'abaissement, et *vice versa*. Ces auteurs ont bien vu comment les articulations osseuses, les ligaments de l'aile, l'imbrication et l'élasticité des pennes concouraient à cet effet. M. d'Esterno avait expliqué l'effet continu de cerf-volant de la partie interne de l'aile pendant son abaissement et son relèvement, et M. Marey avait donné à cette partie de l'aile l'épithète heureuse de « passive », tout en accordant un rôle prépondérant, dans le vol, à un changement de plan général de l'aile, dû à la rotation de l'humérus sur lui-même.

Selon nous, il y a une distinction complète à établir entre le vol sur place et le vol avançant ordinaire, et l'amplitude des changements de plans de la rame est essentiellement fonction de la vitesse de translation du volateur. A l'extrémité de l'aile, où se produisent les changements de plans les plus considérables, ils atteignent 90 degrés et plus dans le vol sur place, mais ils sont bien moindres dans le vol avançant. D'après nos calculs, les portions extrêmes de la surface de la rame du corbeau ne sont, en plein vol, inclinées vers l'avant pendant l'abaissement que de 7 à 11 degrés au-dessous de l'horizon, et de 15 à 20 degrés au-dessus pendant le relèvement. Le plan de l'aile à sa racine fait d'ailleurs, pendant ce temps, cerf-volant sous un angle de 2 à 4 degrés seulement.

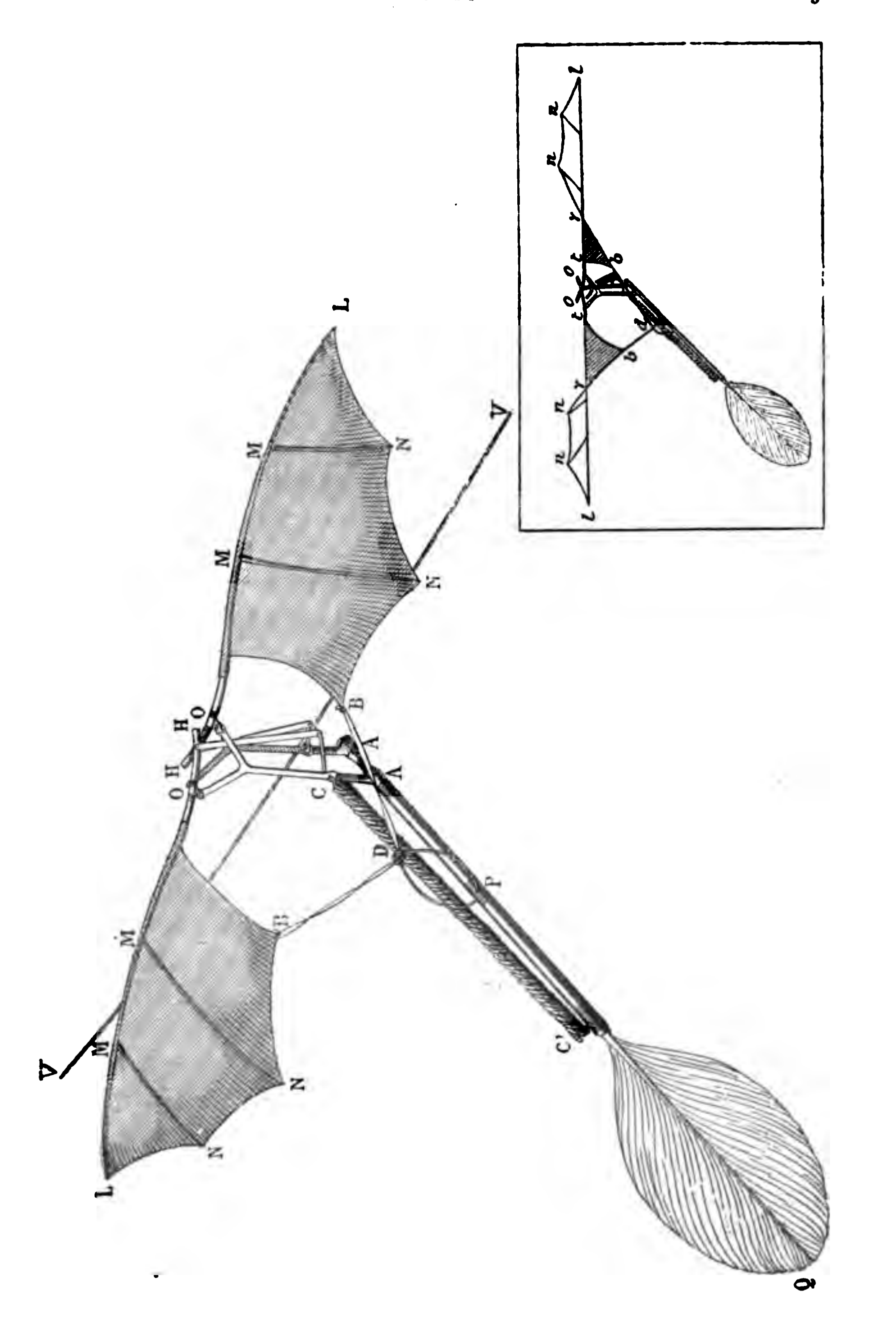
Il est facile de vérifier la petitesse des inclinaisons de l'aile et, par suite, de ses angles d'attaque sur l'air, en regardant voler un oiseau qui se meut sur un rayon visuel horizontal. On ne voit, en effet alors, à peu près que la tranche de ses ailes. Il est, en somme, inexact de dire que l'aile change de *plan ;* à peine pourrait-on dire qu'elle change de *plans*. La vérité est qu'elle passe d'une façon continue par une série de gauchissements gradués et d'une intensité généralement assez faible. C'est du reste ainsi que l'avait compris un auteur anglais, dont nous avons retrouvé les travaux depuis la construction de notre oiseau, et dont la connaissance nous eût évité

plusieurs recherches. La théorie de sir G. Cayley, publiée en 1810, ne diffère de la nôtre que par un petit nombre de points; il pensait que la rame remontante a toujours une action propulsive, et il attribuait aux parties propulsives et cerf-volant de l'aile des proportions relatives inverses de celles que nous avons été conduit par le calcul à leur attribuer.

C'est avec ces idées, qui ont été jugées favorablement par l'Académie au dernier Concours de Mathématiques, que nous entreprîmes en septembre 1871 l'application du caoutchouc tordu au problème de l'oiseau mécanique. Les ailes de notre oiseau battent dans un même plan par l'intermédiaire de bielles et d'une manivelle. Après quelques essais grossiers, nous reconnûmes la nécessité d'avoir, pour cette transformation de mouvement, un mécanisme très-solide relativement à son poids, et je m'adressai à un habile mécanicien, M. Jobert, pour la construction d'un mécanisme d'acier, que mon frère, M. E. Pénaud, avait imaginé. La figure ci-jointe représente l'appareil que nous arrivâmes à construire. CC' est le caoutchouc moteur placé au-dessus de la tige rigide qui sert de colonne vertébrale à l'appareil, ACOH le mécanisme des battements, VV un volant régulateur. En Q est une queue régulatrice formée de préférence par une longue plume de paon, que l'on peut incliner vers le haut, le bas ou par côté, et que l'on peut aussi charger de cire, de façon à amener le centre de gravité de tout l'appareil au point convenable.

Les gauchissements des ailes OL sont obtenus par la mobilité du voile de l'aile et des petits doigts MN qui le supportent autour de la grande nervure OML, qui ne participe pas à la rotation. Un petit tenseur en caoutchouc DB part de l'angle intéro-postérieur de la surface de l'aile, et vient s'attacher d'autre part vers le milieu de la tige centrale de l'appareil. Ce tenseur, dont la fonction est semblable à celle de la patte postérieure de la chauve-souris, joue le rôle d'écoute élastique par rapport à notre aile, qui ressemble si bien à une voile aurique. Les torsions de l'aile se trouvent ainsi réglées automatiquement, et suivant les besoins, par l'action combinée de la pression de l'air et de ce ressort de rappel.

Le tiers interne de l'aile fait cerf-volant pendant le relèvement comme pendant l'abaissement de l'aile. Les deux tiers externes, correspondant aux rémiges des oiseaux, propulsent et soutiennent


L
M
N
V
O H
H O
C
A
B
D
F
C'
Q
l
n
r
o
t
b

pendant l'abaissement. Le petit croquis situé dans l'angle de la figure montre les ailes en train de s'abaisser. Pendant le relèvement la rame se module sur le sillage sinusoïdal qu'elle parcourt dans l'air, de façon à ne faire que fendre le fluide sans s'appuyer sur lui. Pour le départ, l'appareil est simplement abandonné en l'air à la main.

Cet appareil fut présenté, le 20 juin 1872, à la Société de Navigation aérienne et franchit, à plusieurs reprises, la salle des séances, de 7 mètres de longueur, en s'élevant d'une façon continue par un vol accéléré, suivant une rampe de 15 à 20 degrés. En espace libre, l'oiseau parcourait 12 à 15 mètres et parvenait à 2 mètres environ au point le plus haut de sa course. Un autre modèle, présenté en octobre 1874 à la même Société, nous a donné à la fois le vol ascendant vertical et les vols ascendants oblique et horizontal déjà obtenus.

Le 27 novembre dernier, dans une séance publique, ce modèle a volé d'un bout à l'autre de la salle de la Société d'Horticulture (voir l'*Aéronaute* de février 1875). Le 2 juillet 1875, il a également fonctionné avec succès devant la Société française de Physique : la vitesse de son vol est de 5 à 7 mètres par seconde.

Les oiseaux à caoutchouc tordu ont fait fortune.

M. Hureau de Villeneuve, dont le zèle et le dévouement pour la navigation aérienne sont bien connus, et qui faisait de nombreux essais depuis 1868 sur sa théorie du vol, qui consiste dans l'obliquité sur l'horizon et la convergence vers l'arrière des axes des articulations scapulo-humérales des ailes, a présenté aussi, le 20 juin 1872, un oiseau à caoutchouc tordu, qu'il assura s'être élevé verticalement à près de 1 mètre de haut. Continuant ses recherches avec persévérance, il a présenté de nouveau son appareil à la Société de Navigation aérienne, le 13 janvier 1875, après l'avoir muni d'ailes semblables aux miennes, et de plusieurs autres des dispositions qui avaient réussi dans mon oiseau. Il a pu dès lors faire exécuter un vol continu à son appareil, que nous avons vu parcourir horizontalement près de 7 mètres avec une légère impulsion au départ. M. Tatin a aussi fait, en 1874, deux oiseaux très-curieux à caoutchouc tordu; M. Marey nous a dit avoir vu le premier, en novembre dernier, voler dans son jardin, sur un espace de 8 à 10 mètres; nous avons vu le second, qui est presque identique à notre oiseau, voler d'une façon encore plus satisfaisante.

SUR LES ÉLECTROMÈTRES DE THOMSON;

PAR M. ALFRED ANGOT.

Les instruments de mesure que sir William Thomson a introduits en électricité ont réalisé un tel progrès sur tout ce qui avait précédé, que leur emploi est bientôt devenu universel. Bien que les principes sur lesquels ils reposent soient aujourd'hui parfaitement connus de tous, les détails particuliers qui les rendent si précis et si commodes sont souvent encore ignorés. L'auteur a donné une description complète de ses instruments (1) ; mais elle est quelquefois un peu pénible à comprendre, car il s'y est attaché à suivre l'ordre même des idées par lesquelles il a passé lors de leur invention, donnant à leur date les différentes additions qu'il leur a faites successivement. Il peut donc être de quelque utilité de revenir sur cette question.

Les instruments définitifs proposés par sir William Thomson pour satisfaire aux différents besoins de l'électricité statique sont au nombre de six, mais se ramènent à deux classes principales : les électromètres de torsion, dérivant des balances de Coulomb et de Hankel, et les électromètres absolus, où l'on pèse réellement l'électricité en déterminant directement en unités de forces, gramme et milligramme, la valeur de l'attraction ou de la répulsion électrique.

Les types de ces deux catégories d'instruments sont, pour la première, l'*électromètre à quadrants*, pour la seconde, le *nouvel électromètre absolu*. C'est par ce dernier que nous commencerons, certaines de ses particularités étant utiles à connaître pour l'étude de l'électromètre à quadrants.

I. — *Électromètre absolu.*

Le modèle primitif de l'électromètre absolu était une simple balance : à la place d'un des plateaux était suspendu un disque métallique communiquant avec une des sources d'électricité dont on

(1) *Report of Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 260 à 310.

voulait mesurer la différence de potentiel; l'autre source était en relation avec un second disque placé en dessous du premier. En mettant des poids dans le second plateau de la balance, on pouvait équilibrer l'attraction des deux disques et les ramener à une distance fixe connue. Si les dimensions des plateaux sont grandes par rapport à leur distance, on peut leur appliquer les formules de l'attraction de deux plans infinis; en appelant V leur différence de potentiel, D leur distance, S leur surface et F l'action électrique qui s'exerce entre eux, le calcul conduit à la formule

$$V = D\sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Le procédé était assez délicat pour que, dans les expériences de M. Thomson, l'attraction produite à une distance de 1 millimètre entre les deux plateaux pour une différence de potentiel égale à celle de mille éléments Daniell fût de $5^{gr},70$ pour chaque décimètre carré de surface.

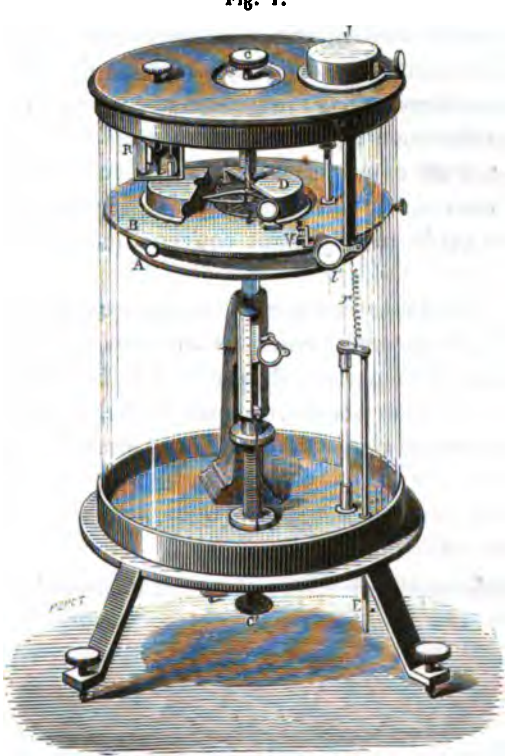
Cet instrument était incommode, car il fonctionnait dans une position d'équilibre instable; de plus il n'était pas permis de lui appliquer rigoureusement les formules des plans infinis, car celles-ci supposent une densité électrique constante sur le plateau, ce qui est loin d'avoir lieu quand on approche des bords. Aussi l'un des perfectionnements les plus remarquables que lui ait apportés M. Thomson a été l'invention du *plateau de garde* (*guard plate*) qui ramène l'appareil aux conditions théoriques. Le disque supérieur mobile sur lequel s'exerce l'action est petit, mais peut se mouvoir sans frottement dans une ouverture circulaire pratiquée au centre d'un grand plateau avec lequel il est en communication métallique, et qui constitue le *plateau de garde;* quand le petit disque se trouve dans le plan du plateau de garde, il en forme l'élément central, et sur cet élément les formules des plans indéfinis deviennent applicables en toute rigueur, puisque la densité électrique dans les parties centrales d'un disque est constante et ne varie que très-près des bords.

Au lieu de conserver pour le disque mobile la suspension de la balance, M. Thomson y a substitué une disposition plus commode, qui consiste à le porter par des ressorts d'acier, attachés eux-mêmes à l'extrémité inférieure d'une vis micrométrique à tête divisée. Quand

le disque est attiré, les ressorts fléchissent et, au moyen de la vis, on ramène le disque dans le plan du plateau de garde ; on lit alors non pas la valeur de la force, mais la flexion des ressorts, en tours de vis et fractions de tour. Pour graduer l'appareil et en déduire des mesures absolues, il suffira, tout étant à l'état neutre, de charger le disque mobile de poids variables et de lire à chaque fois la valeur de la flexion.

Dans la *fig.* 1, qui représente l'ensemble de l'appareil, on aperçoit, au centre du plateau de garde B, le petit disque mobile porté

Fig. 1.



par les ressorts S ; la vis, dont la tête divisée C se trouve à la partie supérieure de l'instrument, donne les fractions de tour, les tours entiers étant indiqués par une échelle que le couvercle empêche de voir. De plus, pour éviter toute influence des corps extérieurs sur

la partie supérieure du disque mobile, il est recouvert par deux portions de boîtes métalliques D, en communication avec le plateau de garde, et dont l'une des deux a été rejetée sur le côté pour laisser voir le disque mobile.

Le plateau attractif A, un peu plus petit que le plateau de garde B, est porté par un pied isolant terminé par une vis micrométrique dont le bouton se voit en C', à la partie inférieure de l'appareil. En *m* se trouve une échelle avec vernier qui donnera la distance des deux plateaux. Comme il serait difficile d'obtenir exactement cette quantité en valeur absolue, on ne déterminera que les différences des distances de la manière suivante. Le plateau de garde B et le disque mobile sont mis en communication permanente avec une source d'électricité à potentiel constant, tandis que le plateau A est réuni nécessairement par l'intermédiaire d'un fil *r* et d'une tige métallique ou électrode E, avec les deux corps dont on veut mesurer la différence de potentiel. La vis supérieure C étant placée à une position convenable, on ramène le disque mobile dans le plan du plateau de garde en déplaçant convenablement le plateau attractif A.

Soient D_1 la distance des deux plateaux quand cette condition est réalisée, V_1 le potentiel commun au corps étudié et à A, V le potentiel constant du plateau de garde et F la force qui s'exerce alors, et dont la valeur est donnée par l'échelle supérieure et les divisions de la tête de vis C; on a entre ces quantités la relation

$$V - V_1 = D_1 \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

Dans la seconde expérience, quand on fait communiquer A avec le second corps, on a de même

$$V - V_2 = D_2 \sqrt{\frac{8\pi F}{S}};$$

de ces deux équations on déduit

$$V_1 - V_2 = (D_2 - D_1) \sqrt{\frac{8\pi F}{S}}.$$

La différence cherchée $V_1 - V_2$ est ainsi déterminée au moyen de quantités qui peuvent être mesurées très-exactement.

Telle est la marche générale des expériences, mais on voit que, pour appliquer ce procédé, le seul rigoureux et commode, il faudra ajouter à l'instrument un certain nombre de pièces accessoires; ce sont :

1° Un appareil pour indiquer quand le disque mobile se trouve exactement dans le plan du plateau de garde ;

2° Une bouteille de Leyde qui donne au plateau de garde et au disque le potentiel constant V ;

3° Une *jauge* ou *mesureur* (*idiostatic gauge*), sorte d'électroscope qui indique si le potentiel V supposé constant ne varie pas;

4° Enfin un *reproducteur de charge* (*replenisher*), servant à augmenter ou à diminuer la charge du plateau de garde, de façon à le ramener toujours au potentiel V.

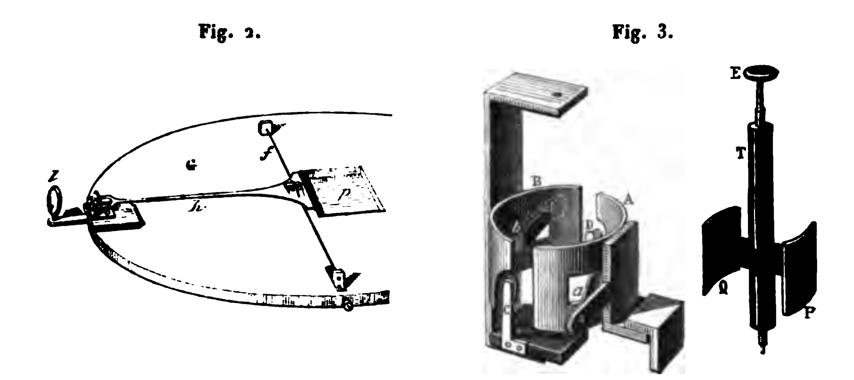
Pour vérifier que le plan du plateau de garde contient exactement le disque mobile, celui-ci porte à sa partie supérieure un cheveu tendu horizontalement. Au moyen d'une loupe, figurée en l, ce cheveu vient donner une image réelle dans le voisinage des parois de la cage, entre deux repères verticaux V portés par le plateau de garde et très-voisins l'un de l'autre. On peut observer cette image avec une loupe l' placée en dehors de la cage, et les repères ont été réglés de façon que l'image du cheveu soit juste comprise entre eux quand le plateau de garde et le disque mobile forment un même plan.

La bouteille de Leyde qui maintient le plateau de garde et le disque au potentiel V est formée par la cage elle-même. Celle-ci est cylindrique et faite d'un flint blanc particulier, fabriqué exprès à Glasgow, très-peu hygrométrique, et possédant des propriétés isolantes remarquables. Les deux surfaces de ce cylindre de verre sont couvertes à une certaine hauteur de deux bandes d'étain : l'une intérieure forme l'armature interne de la bouteille et communique avec le plateau de garde ; l'autre extérieure communique avec le sol. Les feuilles d'étain sont, du reste, percées d'ouvertures qui laissent passer la lumière et permettent d'observer les pièces intérieures. On charge cette bouteille, soit avec un électrophore, soit avec une lame de caoutchouc durcie et frottée avec de la peau de chat. L'intérieur de la cage contient, en outre, de la pierre ponce imprégnée d'acide sulfurique pour dessécher l'air, et, grâce à ces précautions, et surtout à la nature du verre, la perte de la bouteille

est très-faible, et peut ne pas dépasser un vingtième de sa charge en huit jours. La qualité du verre joue donc un rôle prépondérant sur lequel il est utile d'insister, bien des insuccès, quand on a voulu imiter les appareils de M. Thomson, étant dus simplement à cette cause.

La *jauge* qui permet de vérifier si la charge de la bouteille a changé est une véritable balance électrique, représentée en J sur la figure générale, et dont les détails sont donnés dans la *fig.* 2.

Fig. 2. Fig. 3.



Elle se compose d'une petite plaque carrée d'aluminium *p*, disposée horizontalement au-dessus d'un disque en relation permanente avec le plateau de garde B. Ce disque est caché, dans la figure générale, par le couvercle de la cage, mais on aperçoit sur la droite la tige qui le relie au plateau B. La plaque *p* est munie d'une longue queue *h*, également en aluminium, et portant à son extrémité un cheveu horizontal. Le tout est suspendu sur un fil de platine *f* qui passe par deux petits trous percés dans la plaque, et entre lesquels celle-ci est repliée en forme de gaufrage, de façon que le fil reste toujours tendu et ramène la plaque dans une position déterminée. Quand le disque inférieur F, qui communique avec le plateau de garde B, est électrisé, il attire la plaque *p* qui communique toujours avec le sol. Pour que dans les différentes expériences le potentiel V soit le même, il faut que l'attraction exercée sur *p* amène le cheveu, porté par la queue *h*, entre deux repères, ce que l'on observe avec la loupe *l*. L'appareil porte en outre deux butoirs qui empêchent la jauge d'éprouver de trop grands déplacements et le cheveu de

sortir du champ de la vision. Enfin le tout est recouvert d'une plaque métallique formant couvercle, et communiquant avec le sol pour prévenir toute influence des corps électrisés extérieurs sur la jauge.

La dernière pièce est le reproducteur de charge (*replenisher*), petite machine électrique à influence qui amène le plateau de garde à la valeur constante que doit marquer la jauge; la place en est indiquée en R (*fig.* 1) et les détails se trouvent dans la *fig.* 3.

Il se compose de deux conducteurs courbes A et B, coupés dans un même cylindre; l'un A communique avec l'armature interne de la bouteille de Leyde et le plateau de garde, l'autre B est relié au sol. En leur centre ces deux cylindres portent deux ressorts métalliques *a*, *b*, communiquant respectivement avec chacun d'eux et qui débordent à l'intérieur. Deux autres ressorts C et D sont compris entre les deux conducteurs A et B; mais C est très-voisin de B, et D de A; de plus ces deux derniers ressorts sont reliés entre eux par un fil métallique, mais sont isolés du reste de l'appareil. Enfin deux plaques de métal P, Q sont portées au centre de tout le système par un axe isolant T de caoutchouc durci, terminé par un bouton E, qui sort de la cage, et permet de faire tourner les deux plaques P, Q qui, dans leur mouvement de rotation, viennent toucher les quatre ressorts *a*, *b*, C, D.

Supposons que le conducteur A, qui communique avec le plateau de garde et l'armature interne de la bouteille, soit chargé d'électricité positive; le ressort D qui en est le plus voisin se charge négativement par influence et C devient positif. Faisons tourner le bouton E de façon que les palettes P, Q viennent toucher successivement D, *b*, C puis *a*. En touchant *b*, qui communique avec le sol, les palettes sont ramenées à l'état neutre; au contact de C elles se chargent positivement et arrivent ainsi au ressort *a*; là, comme elles se trouvent dans l'intérieur du conducteur A, elles perdent leur électricité, qui va se porter sur la face extérieure et, par suite, sur le plateau de garde dont elle augmente la charge. En D, elles prennent de l'électricité négative, mais la perdent sur *b* pour recommencer de nouveau. Ainsi, à chaque tour de bouton, on a augmenté la charge de l'appareil de la quantité d'électricité qu'ont prise les deux palettes P et Q.

Si l'on faisait tourner le bouton E en sens inverse, il est bien clair

qu'on apporterait sur a de l'électricité négative prise en D, et que par suite on diminuerait la charge de l'instrument.

Malgré les petites dimensions de ce reproducteur, il donne assez d'électricité pour permettre de rattraper en quelques tours les pertes de la bouteille, très-faibles du reste, comme nous l'avons vu, quand le verre de la bouteille est de bonne qualité.

Tel est, dans tous ses détails, l'électromètre absolu de M. Thomson. Pour déterminer avec lui la différence de potentiel de deux sources, la marche serait alors la suivante : on commence par charger l'armature interne avec un électrophore ou une lame de caoutchouc frotté ; puis, au moyen du reproducteur et de la jauge, on amène cette charge à la valeur constante qu'elle doit toujours avoir. On se donne ensuite une position arbitraire de la vis qui porte le disque mobile, cette position étant choisie seulement de façon telle que la distance des deux plateaux, lors de l'équilibre, ne soit ni trop grande, ni trop petite ; puis on fait communiquer le plateau inférieur avec l'une des sources en faisant varier sa position jusqu'à ce que le disque mobile ne forme bien qu'un plan avec le plateau de garde. On obtient ainsi la force F qui s'exerce entre les deux plateaux et leur distance D_1. On recommencera de même avec la seconde source, et, au moyen de la formule donnée plus haut, on en déduira immédiatement la différence de potentiel en unités absolues.

Cet instrument servira surtout à comparer entre eux tous les électromètres à échelle arbitraire et permettra de tirer d'eux, par exemple de l'électromètre à quadrants, des indications comparables les unes aux autres et exprimées également en unités absolues.

Les dispositions générales de l'électromètre absolu se retrouvent dans un grand nombre d'autres instruments proposés par sir W. Thomson. Citons par exemple l'électromètre portatif (*portable electrometer*), convenable pour les recherches d'électricité atmosphérique en voyage ; l'*électromètre à grande course* (*long range electrometer*), qui permet de mesurer le potentiel des plus puissantes machines électriques, etc.

(*A suivre.*)

LA VESSIE NATATOIRE DES POISSONS CONSIDÉRÉE COMME APPAREIL HYDROSTATIQUE;

PAR M. ARMAND MOREAU,
Directeur du laboratoire de Physiologie du Muséum.

Parmi les poissons qui possèdent une vessie natatoire, les uns, comme les cyprins, ont un canal aérien qui fait communiquer l'intérieur de l'organe avec la cavité de l'estomac, et qui permet au poisson de rejeter au dehors des bulles d'air, ce qu'il fait quand le volume de l'organe est trop considérable. Ce canal est muni de valvules et fait donc l'office d'une soupape de sûreté. Les autres, comme les perches, ont la vessie natatoire tout à fait close.

On a admis, depuis le traité *De motu animalium* de Borelli, 1685, on admet encore aujourd'hui que le poisson agit sur sa vessie natatoire à l'aide de ses muscles et la comprime ou la laisse dilater en augmentant ou en diminuant la contraction de ses muscles, et qu'ainsi il modifie à volonté le volume de l'organe. Le changement de densité qui résulte du changement de volume est une condition que le poisson utiliserait donc pour ses mouvements d'ascension ou de descente.

Je vais montrer que le poisson qui a une vessie natatoire subit les variations de la pression intérieure, et qu'ainsi il n'use pas de sa puissance musculaire quand cette pression change pour garder sa densité.

Première expérience. — Je place dans un bocal cylindrique plein d'eau, mais non complétement, un poisson (une perche) enfermé dans une cage, soutenu par un ballon de verre que termine une pointe effilée; l'ensemble de cet appareil a une densité un peu plus faible que l'eau : la pointe émerge donc. Une pompe aspirante et foulante, un manomètre sont adaptés au couvercle, qui ferme bien.

On comprime l'air dans l'espace qui surmonte l'eau, et l'on constate que l'appareil descend. Quand il arrive au fond, on supprime la pression ajoutée, l'appareil ne remonte pas; on fait alors le vide, c'est-à-dire qu'on supprime en aspirant une partie de la pression atmosphérique normale, et l'on constate que l'appareil ne commence

à s'élever que quand le manomètre indique que l'on a supprimé, à l'aide de la pompe, une pression équivalente à celle que l'eau exerçait sur l'appareil et qui s'ajoutait, à mesure que le poisson tombait plus bas, à la pression d'air donnée par la pompe. On voit ainsi que ce poisson en cage suit exactement les variations de volume que lui imprime la pression extérieure.

Cette expérience est faite sur un poisson captif. On pourrait craindre que le poisson ainsi retenu se comportât autrement que le poisson nageant.

Deuxième expérience. — Le poisson, dans cette expérience, monte et descend librement d'une quantité assez grande pour permettre de voir combien son volume se dilate quand il monte, et, réciproquement, combien il diminue quand il descend.

L'appareil consiste dans un bocal cylindrique assez haut, complétement plein d'eau et fermé par un couvercle qui donne passage à un tube courbé horizontalement. Lorsqu'un poisson est placé dans cette espèce de voluménomètre, on voit que l'eau du tube mesureur s'avance vers l'intérieur, et inversement, suivant que le poisson s'élève ou qu'il descend.

Ces expériences montrent que le poisson subit et accuse, par la variation de son volume, toutes les influences des pressions extérieures, même des plus faibles différences de pression que, en changeant de niveau, la hauteur de l'eau lui impose. Or, si l'on considère que, dans un bocal dont la hauteur est plus petite que 1 mètre, la densité de l'eau prise en haut est égale à la densité de l'eau prise en bas, comme on voit que le volume du poisson est très-différent, suivant qu'il est en haut ou en bas, et que le poisson garde l'augmentation de volume subie pendant l'ascension, tant qu'il reste en haut, de même qu'il garde la diminution de volume subie pendant la descente, tant qu'il reste en bas, on est conduit à conclure que ces variations de volume sont passives, et que le poisson n'agit pas sur son propre volume par ses efforts musculaires, puisqu'il offre toujours un volume en rapport avec la pression, tandis qu'il devrait se donner un volume constant pour être en haut et en bas de l'appareil en équilibre avec une eau dont la densité est constante.

On se ferait une idée tout à fait fausse de la vessie natatoire comme appareil hydrostatique si l'on s'en tenait là. L'expérience

suivante montre que la vessie natatoire joue un rôle important : elle permet au poisson de s'adapter à toutes les hauteurs, non pas par une action mécanique exercée sur sa vessie natatoire au moyen de ses muscles, mais en changeant la quantité d'air contenue dans l'organe.

Troisième expérience. — J'ai enfermé dans de grands paniers des poissons, et je les ai suspendus à une bouée, qui montait et descendait avec la marée. Le poisson était ainsi maintenu à une hauteur constante dans la mer, avec le panier chargé de poids, qui faisait tendre la corde. Le poisson ainsi maintenu pendant un nombre d'heures suffisant possédait exactement la quantité de gaz nécessaire pour lui maintenir le volume qu'il avait primitivement à une autre pression; et il reprenait ainsi la densité de l'eau qui eût été perdue par la variation de la pression.

Grâce aux expériences précédentes, on comprend comment les pêcheurs peuvent prendre certaines espèces munies de vessie natatoire à des profondeurs très-variables. Elles se sont, en effet, accommodées à ces profondeurs en faisant varier, dans le sens et la proportion convenables, la quantité de gaz contenue dans leur vessie natatoire. On comprend aussi le fait fréquemment constaté de l'énorme dilatation que subit le poisson amené rapidement à la surface. Je me suis assuré directement qu'un poisson qui vient à la surface reprend par absorption, lorsqu'il ne peut le chasser par un canal spécial, l'excès de gaz qu'il possède; mais cette réabsorption de l'air de la vessie natatoire exige un temps qui lui manque quand il est ramené par la ligne ou le filet du pêcheur (1).

SUR LA CHARGE DE LA LAME ISOLANTE D'UN CONDENSATEUR;

PAR M. NEYRENEUF.

La pénétration de l'électricité dans les corps mauvais conducteurs est mise en évidence par un grand nombre d'expériences, et la polarisation des diélectriques ne saurait plus être contestée. Il règne cependant une grande confusion relativement à des phénomènes fondamentaux sur le mode d'action de l'électricité, et sans

(1) *Voir*, pour ce détail, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXV, p. 1263; 1874.

avoir la prétention d'éclaircir complétement la question, je crois qu'il est bon de la préciser. Ainsi rien n'est plus net que l'expérience de Faraday, faite avec des fils de soie flottant dans l'essence de térébenthine; rien ne paraît plus probant que les expériences de Matteucci sur l'électrisation instantanée des substances isolantes (*Annales de Chimie et de Physique,* t. LVII). Il paraît néanmoins bien difficile de faire concorder les idées théoriques qui en résultent avec celles résultant des expériences sur la conductibilité des corps mauvais conducteurs. Précisons notre pensée par un exemple.

Soient AB (*fig.* 1) la lame isolante d'un condensateur; *a* et *b* les épaisseurs pénétrées de chaque côté par les fluides au bout d'un certain temps. En vertu de la polarisation, l'espace intermédiaire *c* aura ses particules négatives du côté de A, positives du côté de B. Si l'on suppose que AB est formé par la superposition d'un certain nombre de lames, comme dans l'expérience des feuilles de mica, de Matteucci, celles comprises dans les régions *a* et *b* devront être positives et négatives sur leurs deux faces, et les autres devront être négatives du côté de A, positives du côté de B. Si l'on charge pendant un temps assez long, la zone *c* doit disparaître. L'expérience est loin de réaliser ces conditions; l'orientation est pour la zone *c* inverse de celle que nous venons de prévoir et l'on a peut-être pris trop à la lettre, pour le cas où l'épaisseur de la zone *c* se réduit à zéro, une assertion bien indirecte de Matteucci (voir *Comptes rendus,* t. XXIII, et *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. XXVII) [1].

Fig. 1.

A
a +
c
b −
B

Il peut sembler que la face A, qui reçoit l'armure positive du condensateur, devrait être négative et la face B positive, l'énergie de l'induction amenant une décomposition croissante de fluide neutre,

[1] Il suffit, pour avoir une idée de la confusion qui règne actuellement sur cette expérience des feuilles de mica, d'en lire l'exposé dans les différents Traités de Physique.

jusqu'à une certaine limite en rapport avec la limite de charge. M. Gaugain a considéré le condensateur à ce point de vue (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. II), dans ses recherches sur la conductibilité électrique et la capacité inductive, en se plaçant dans des conditions spéciales de charge. Si l'on prend, en effet, comme source un électroscope à feuilles d'or, dont la charge est maintenue constante, on obtient une distribution analogue à celle que nous venons d'indiquer; mais les choses ne se passent pas de la même façon dans l'emploi d'une source ordinaire.

J'ai été amené à reprendre quelques expériences de Matteucci. Je donnerai tous les détails d'expériences et j'indiquerai d'abord la méthode employée qui me paraît parfaitement exacte.

La lame du condensateur, simple ou composée de plusieurs autres, est placée entre deux disques métalliques horizontaux : l'inférieur communique à volonté avec le sol; l'électricité d'une machine de Ramsden arrive par le plateau supérieur. On enlève, après la charge, d'abord la communication du plateau inférieur avec le sol, puis au moyen d'un manche isolant l'armure. On n'a pas besoin ainsi de décharger le condensateur, et l'on évite toute complication (*voir* ce Recueil, t. I, p. 62). La lame isolante est enlevée à son tour et approchée successivement, par ses deux faces, du bouton d'un électroscope à feuilles d'or primitivement chargé. On constate la nature des électricités, mais l'épreuve n'est pas suffisante; on charge ensuite l'électroscope par l'approche de l'une des faces de la lame, puis on la retourne de manière à présenter l'autre face.

On constate ainsi, avec des lames de verre et de caoutchouc, quel que soit le temps de charge, les résultats suivants :

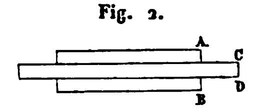
1° Avec une lame unique, l'électrisation est inverse sur les deux faces, positive du côté de l'armure positive, négative de l'autre.

2° Avec une lame composée, l'électrisation est la même, pour les deux lames extrêmes, que dans le cas d'une lame unique. L'électrisation *persistante* des lames intermédiaires est aussi la même; mais, au moment de leur séparation et par simple approche de l'électroscope primitivement chargé, les lames peuvent sembler positives et négatives sur leurs deux faces. Cet effet temporaire disparait rapidement, en tenant la lame sur laquelle on expérimente quelque temps dans l'air.

3° La position des lames, temporairement positives ou négatives, n'est nullement en rapport avec leur voisinage de telle ou telle armure.

Relativement à cès effets temporaires, il ne sera pas inutile d'indiquer des causes d'erreur considérables, inhérentes à des particularités paraissant insignifiantes. Soit ABCD (*fig.* 2) le condensateur;

Fig. 2.



chargeons-le, puis enlevons le plateau A, sans avoir supprimé la communication de B avec le sol; on trouve la lame temporairement positive sur ses deux faces. Enlevons au contraire, après la charge, la communication de B avec le sol, puis touchons A avec le doigt avant de l'enlever, nous aurons une électrisation temporaire inverse. Dans ces deux cas, la face en communication avec le sol, agissant comme le plateau d'un électrophore (*voir* ce Recueil, *loc. cit.*) éprouve une neutralisation temporaire, qui permet au fluide de l'autre face d'avoir un effet prédominant. Matteucci a fait avec une lame de spermacéti une expérience qui rappelle tout à fait celles que je viens d'indiquer et, quoique ayant reconnu qu'au bout de quelque temps l'orientation des fluides changeait, il n'en a pas moins conclu que la lame était tout entière, par une longue charge, imprégnée d'un seul fluide.

Il m'a paru intéressant de répéter l'expérience des feuilles de mica. J'ai opéré par un temps très-sec sur quatre feuilles carrées de 10 centimètres de côté, et d'épaisseur moyenne de $0^{mm},054$. Les feuilles étaient comprimées par une masse de plomb entre deux disques de métal de 5 centimètres de diamètre. La roue de la machine tournait très-lentement, afin d'éviter les décharges spontanées. Dès que la charge a acquis une certaine intensité, on entend de nombreux pétillements, accompagnés de petites étincelles grêles et peu lumineuses, s'arrêtant à une petite distance du bord des plateaux. Ces pétillements persistent durant toute la charge, que j'ai pu prolonger pendant deux heures, et correspondent certainement à un écoulement considérable d'électricité. Quand on enlève la lame isolante composée, on reconnaît que les feuilles de

mica adhèrent fortement les unes contre les autres, de sorte qu'il faut pour les séparer opérer comme un clivage.

Les effets persistants d'électrisation des faces de chaque lame sont les mêmes que ceux que l'on constate avec le verre et le caoutchouc. Les effets temporaires se produisent avec une remarquable intensité, sans doute à cause de la faible épaisseur des lames. Ainsi rien d'essentiel n'est changé pour des charges de durées très-variables (de deux à trente minutes); mais les particularités ne manquent pas; je vais signaler en terminant les principales :

1° Certaines lames ne se changent pas d'une manière appréciable quand la charge agit pendant longtemps, alors qu'elles donnent des effets très-nets pour des durées de charge moindre.

2° Quand l'effet persistant est obtenu pour une lame tenue dans l'air, si on la pose par sa face négative sur une surface plane isolante ou non, elle y adhère, et en la retirant elle présente une électrisation temporaire négative. Si l'on répète l'expérience avec la face positive, l'électrisation temporaire est positive. Ce fait est pour moi inexplicable, je l'ai étudié de très-près et un grand nombre de fois, et c'est afin de l'éclaircir que j'ai eu l'idée d'une expérience mettant en évidence la dernière particularité.

3° Les lames restant très-fortement chargées, grâce aux bonnes conditions atmosphériques, j'ai projeté sur leurs faces le mélange de minium et de fleur de soufre des figures de Lichtenberg. Laissant de côté les apparences présentées par les bords, que l'on pouvait prévoir, je signalerai seulement ce qui se produit dans les parties comprises entre les plateaux conducteurs. On constate que les deux électricités existent simultanément sur chaque face; les régions jaunes, assez larges et irrégulières sur les faces positives, sont séparées des régions rouges voisines par une zone qui reste transparente, comme si elle était à l'état neutre. Je n'ai remarqué, du reste, aucune relation entre la disposition de ces zones et régions avec la forme cristallographique. Les apparences sont plus régulières sur les faces négatives : on trouve une vaste région rouge circulaire, mais au centre un petit cercle jaune indiquant la présence d'électricité positive.

SUR LES LOIS DES FORCES ÉLECTROMOTRICES;

PAR M. AUGUSTE RIGHI.

(EXTRAIT.)

Soient $(AB, t) = -(BA, t)$ la différence de potentiel entre les métaux A et B à la température t; $(t_1 t_2, A)$ la différence de potentiel entre deux portions de métal A aux températures t_1, t_2; (Aa) la différence de potentiel entre un métal A et un liquide électrolytique a. La loi *des tensions* de Volta est

$$(1) \qquad (AB, t) + (BC, t) + \ldots + (NA, t) = 0.$$

On a aussi

$$(2) \qquad (t_1 t_2, A) + (t_2 t_3, A) + \ldots + (t_n t_1, A) = 0.$$

Cette loi résulte du fait qu'il n'y a pas de courant dans un circuit homogène. On déduit de (1) et (2) les lois des forces électromotrices des piles.

1. *Piles thermo-électriques.* — La force électromotrice d'un couple thermo-électrique formé des métaux A et B, dont les soudures sont aux températures $t_1 t_2$, est

$$(AB, t_1 t_2) = (AB, t_1) + (t_1 t_2, B) + (BA, t_2) + (t_2 t_1, A).$$

On démontre les deux lois suivantes:

$$(3) \qquad (AB, t_1 t_2) + (BC, t_1 t_2) + \ldots + (NA, t_1 t_2) = 0,$$

$$(4) \qquad (AB, t_1 t_2) + (AB, t_2 t_3) + \ldots + (AB, t_n t_1) = 0.$$

Il suffit de développer les valeurs des forces électromotrices des divers couples.

L'équation (4) n'avait été démontrée qu'en ne tenant pas compte des forces électromotrices Thomson. L'équation (3) pour trois métaux a été démontrée par M. Budde.

2. *Piles hydro-électriques.* — Un couple des métaux A et B avec

le liquide a a pour force électromotrice

$$(\mathrm{A}a\mathrm{B}) = (\mathrm{A}a) + (a\mathrm{B}) + (\mathrm{BA}).$$

On démontre aisément la loi suivante:

$$(\mathrm{A}a\mathrm{B}) + (\mathrm{B}a\mathrm{C}) + \ldots + (\mathrm{N}a\mathrm{A}) = 0, \tag{5}$$

A, B, C,..., N étant divers métaux.

La loi de Péclet n'est pas générale. Si a, b, c,..., n sont des liquides, (ab), (bc),... les différences de potentiel, cette loi s'exprimerait par $(ab) + (bc) + \ldots + (na) = 0$. Si l'on fait le circuit $\mathrm{P}abca\mathrm{P}$ avec le métal P et les liquides abc, on a un courant (*voir* le Mémoire original, *Nuovo Cimento*, mars 1875); donc

$$(\mathrm{P}a) + (ab) + (bc) + (ca) + (a\mathrm{P})$$

n'est pas nul. Il s'ensuit que la loi $(\mathrm{A}ab\mathrm{B}) = (\mathrm{A}ac\mathrm{C}) + (\mathrm{C}cb\mathrm{B})$, qui résulte d'expériences sur les couples à deux liquides (¹) n'est pas générale. Elle voudrait que $(ab) + (bc) + (ca) = 0$, ce qui n'est pas.

Si l'on pose $(ab) + (bc) + \ldots + (na) = \alpha$, on démontre aisément les relations suivantes:

$$(a\mathrm{A}b) + (b\mathrm{A}c) + \ldots + (n\mathrm{A}a) = \alpha,$$
$$(\mathrm{A}ab\mathrm{B}) + (\mathrm{B}bc\mathrm{C}) + \ldots + (\mathrm{N}na\mathrm{A}) = \alpha,$$

et aussi d'autres pour lesquelles je renvoie au Mémoire original. La quantité α, qui n'est pas zéro généralement, semble être toujours très-petite.

SUR UNE EXPÉRIENCE DE CAPILLARITÉ;

PAR M. VIOLLE.

Voici une expérience bien simple et qui, bien que n'étant qu'un jeu d'enfant, ne paraît pas sans intérêt au point de vue de la question de la tension superficielle. A l'extrémité d'un tube de verre

(¹) JAMIN, *Cours de Physique*, t. III, p. 150 et 151.

un peu large, soufflez une bulle de savon (ou mieux de liquide glycérique), puis présentez l'autre extrémité du tube à la flamme d'une bougie. Vous voyez la bulle se contracter jusqu'à revenir complétement sur elle-même et en même temps la flamme de la bougie s'incliner sous le vent sortant du tube. La bulle de savon se resserre donc en pressant sur l'air intérieur exactement comme le ferait une membrane de caoutchouc gonflée à l'extrémité du tube.

W. WERNICKE. — Ueber die Absorption und Brechung des Lichtes in metallisch undurchsichtigen Körpern (Sur l'absorption et la réfraction de la lumière dans les corps d'opacité métallique); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 17; 1875.

Nous nous bornerons à signaler la méthode assez originale que l'auteur a employée pour déterminer les indices de réfraction de ces corps. Admettons que l'absorption de la lumière soit liée à l'épaisseur d de la couche absorbante par la relation connue $A = A_0 K^d$. Si nous employons, par exemple, la fuchsine ou l'argent en couches assez minces pour laisser passer la lumière, nous pourrons comparer les intensités lumineuses transmises par des épaisseurs différentes d et d_1 de la même substance, et pour une longueur d'onde quelconque de la lumière incidente. On emploie un spectromètre de Meyerstein, à double fente, l'une B de largeur b invariable, l'autre B' qui peut être élargie à volonté; les couches absorbantes, d'épaisseurs d et d', sont placées normalement sur le trajet des faisceaux lumineux issus des deux fentes, et l'on règle la fente B' de manière que les intensités transmises soient identiques. On a alors une ouverture b_0 de B', et l'on peut écrire

$$b A_0 K^d = b_0 A_0 K^{d_1}$$

ou

$$(1) \qquad \frac{b}{b_0} = K^{d_1 - d}.$$

Inclinons maintenant les couches absorbantes de manière qu'elles reçoivent la lumière sous une incidence i que l'on mesure avec soin, et rétablissons l'égalité d'intensité en donnant à la fente

B' la largeur b_i; on a

$$(2) \qquad \frac{b}{b_i} = K^{\frac{d_1 - d}{\cos r}}.$$

La comparaison de (1) et (2) fournit

$$(3) \qquad \cos r = \frac{\log b_0}{\log b_i},$$

et par suite donne la valeur de r. On calcule ensuite l'indice n par la relation

$$n = \frac{\sin i}{\sin r}.$$

Dans le cas de l'argent, les valeurs trouvées pour n sont très-grandes (3 à 4 en moyenne pour les rayons compris entre C et H). Les valeurs de cet indice, calculées d'après la théorie de la réflexion de Cauchy et d'après les mesures des angles d'incidence principale et des azimuts principaux, seraient, au contraire, inférieures à 1.

E. Bouty.

F.-C.-G. MULLER. — Ueber den Uebergangswiderstand an den Berührungstellen metallischer Leiter (Résistance au contact de deux conducteurs métalliques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 361; 1875.

L'auteur a constaté que la résistance opposée au courant par un contact (dans l'espèce, un fil de cuivre recourbé et accroché à un autre) est tout à fait négligeable dès que les deux pièces sont pressées l'une contre l'autre par une force très-faible (400 grammes).

A. Potier.

K.-A. HOLMGREN. — Einige Bermerkungen zu dem Thomson'schen Electrometer (Remarques sur l'électromètre Thomson); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 630; 1875.

Si l'une des paires de quadrants de l'électromètre est à la terre, on n'obtient pas et l'on ne doit pas obtenir des déviations égales et de

signes contraires lorsque l'on met l'autre paire en communication avec des sources d'électricité de même puissance et de signe contraire, et la déviation est toujours plus petite pour l'électricité de même signe que celle de l'aiguille.

L'écart entre les valeurs absolues des déviations croît approximativement comme le carré de la charge des quadrants et paraît croître à mesure que la charge de l'aiguille diminue.

Des expériences de M. Holmgren il semble résulter que, comme beaucoup d'autres instruments du même genre, la proportionnalité de la déviation et de la charge ne peut être acceptée que pour de petites déviations; il a déjà été rendu compte, dans ce Journal, de la manière dont on pouvait graduer l'appareil.

A. Potier.

KREBS. — Ueber die Reflexion des Lichtes an der Vorder- und Hinterfläche einer Linse (Sur la réflexion de la lumière à la face antérieure et postérieure d'une lentille); *Annales de Poggendorff*, t. CLIII, p. 563; 1874.

Quand on place normalement une lentille biconvexe sur le trajet d'un faisceau circulaire de rayons parallèles, on peut reconnaître, en avant de la lentille, un véritable foyer secondaire qui devient très-visible si l'on injecte un peu de fumée sur le trajet des rayons. On observe aussi, autour du trou du volet qui livre passage au faisceau, une couronne blanche semi-lumineuse, entourée d'une couronne colorée. Si l'on place le doigt au foyer secondaire, la couronne colorée disparaît; elle est envahie par la couronne semi-lumineuse si l'on rapproche la lentille du volet.

Le foyer secondaire et la couronne colorée sont produits par les rayons réfléchis sur la face postérieure de la lentille; le cercle à moitié lumineux provient de la réflexion de la face antérieure. Les calculs élémentaires de l'optique géométrique permettent de déterminer la grandeur relative de ces couronnes et la position du foyer secondaire : celui-ci, pour une lentille biconvexe et symétrique d'indice $\frac{3}{2}$, se trouve à une distance de la lentille égale au $\frac{1}{4}$ de la distance focale principale.

E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

3e série, t. VIII; 1874. (Suite.)

C.-F. HIMES. — Préparation à la lumière de plaques de collodion sec, p. 16.

Le procédé mérite d'être essayé, et, par sa simplicité même, paraît appelé à un grand avenir, si l'expérience de chacun justifie celle de l'auteur.

On recouvre le verre de collodion ordinaire et on le plonge dans la solution habituelle de nitrate d'argent, mais en plein jour; puis on lave avec soin dans l'eau distillée, et, pour neutraliser l'action de la lumière, on fait couler une ou deux fois à la surface de la plaque une solution à 5 pour 100, ou même moins, d'iodure ou de bromure de potassium. Il suffirait également d'exposer une heure ou deux en pleine lumière la plaque sensibilisée et lavée.

Pour rendre ensuite au collodion sa sensibilité, il suffit, une fois sec, de le recouvrir, *dans l'obscurité*, d'une solution de tannin à $\frac{1}{40}$. Les plaques sont alors séchées et conservées dans l'obscurité; elles gardent leur sensibilité des mois et même des années.

L'exposition dans la chambre noire dure le même temps que pour les plaques sèches ordinaires, et l'on développe, comme d'habitude, à l'acide pyrogallique.

JOHN TROWBRIDGE. — Changements moléculaires produits par le passage de courants électriques dans le fer et l'acier (1).

Un long barreau de fer doux ou d'acier forme le noyau d'une bobine, et la dépasse largement des deux côtés, de façon à s'aimanter quand on fait passer le courant; on mesure la quantité de magnétisme en un point, en l'entourant d'une petite bobine formant un circuit complétement séparé et communiquant avec un galvanomètre de Thomson; mais, pour neutraliser l'effet d'induction de la grande bobine sur cette petite, on fait passer le courant principal dans une autre bobine identique à la bobine magnétisante et disposée symétriquement par rapport à la petite, de façon

(1) Ce travail et les cinq qui suivent ont été faits dans le laboratoire de Physique de *Harvard College*.

que les deux effets se compensent. Dans ces circonstances, si l'on fait passer le courant magnétisant dans les deux grandes bobines, le barreau s'aimante, et l'on observe une certaine déviation au galvanomètre. Cette déviation augmente si le barreau de fer est traversé par un courant indépendant même faible, ou même si ce courant vient de passer à travers le barreau, mais il a été interrompu avant l'action magnétisante.

Cet effet ne se produit qu'une fois; si, le courant passant toujours dans le fer, on rompt le circuit des deux bobines, puis qu'on le rétablisse, la déviation observée au galvanomètre redevient identique à ce qu'elle était quand le barreau n'était pas traversé par le courant.

L'effet est moins marqué avec un barreau d'acier qu'avec le fer doux.

Le fer traversé par un courant peut donc prendre temporairement plus de magnétisme qu'à l'état naturel.

DAVID SEARS. — **Magnétisme du fer doux, p. 21.**

L'auteur essaye de montrer que quelques expériences de M. Jamin confirment la théorie des solénoïdes d'Ampère, au lieu de l'infirmer, comme le croyait M. Jamin lui-même.

W.-A. BURNHAM. — **Augmentation du magnétisme dans un barreau de fer doux par le renversement du courant magnétisant, p. 202.**

Si l'on aimante un barreau de fer doux et qu'on en mesure le magnétisme au moyen d'une petite bobine reliée à un galvanomètre de Thomson, on trouve que, si l'on change le sens du courant, on obtient une aimantation plus forte que si le courant passe sans cesse dans le même sens.

E.-L. CARNEY. — **Effets des vibrations longitudinales sur les électro-aimants, p. 202.**

L'auteur étudie avec détails ce fait déjà connu, que, si un barreau de fer doux, aimanté par un courant, passe dans une petite bobine communiquant avec un galvanomètre, il se produit un courant induit dans cette bobine, quand on vient à frapper sur la barre de fer ou qu'on la fait vibrer de toute autre manière.

J.-W. FEWKES. — Expériences sur la perte d'électricité par les flammes, p. 207.

Ce travail renferme une suite d'expériences sur la déperdition de l'électricité par les flammes ; la plus intéressante est celle-ci : si l'on met un corps électrisé en communication avec un tuyau par lequel s'échappe un courant de gaz, la perte ne se fait pas tant que le gaz n'est pas allumé, mais elle est instantanée dès qu'on l'enflamme.

A.-S. THAYER. — Polarisation des lames des condensateurs, p. 208.

L'auteur essaye de se rendre compte des phénomènes qui se produisent dans des piles secondaires, comme celle de M. Planté ; mais, se rapprochant davantage de la forme ordinaire des condensateurs en ce sens que le liquide y est remplacé par des substances solides plus ou moins isolantes, comme la baudruche, le papier huilé ou imprégné de gomme laque, etc., il attribue les effets observés à une polarisation du corps isolant qui doit toujours être humide pour donner des effets appréciables.

ELIAS LOOMIS. — Résultats déduits de l'examen des cartes du temps des États-Unis pour 1872 et 1873, p. 1.

Ce Mémoire, le premier d'une série, sera analysé avec les suivants.

(*A suivre.*) A. ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome V. — Août 1875.

G. LIPPMANN. — *Relations entre les phénomènes électriques et capillaires*, p. 494.

ABRIA. — *Études de double réfraction. — Double réflexion intérieure dans les cristaux biréfringents uniaxes*, p. 250.

Annales de Poggendorff.

Tome CLV. — N° 7. — Année 1875.

A. Kundt et E. Warburg. — *Frottement et conductibilité des gaz raréfiés*, p. 337.

R. Bunsen. — *Recherches d'analyse spectrale* (fin), p. 366.

J.-L. Hoorweg. — *Diathermancie de l'air humide*, p. 385.

L. Boltzmann. — *Détermination expérimentale des constantes diélectriques de certains gaz*, p. 403.

O. Schott. — *Cristallisation du verre ordinaire*, p. 422.

F. Exner. — *Passage du gaz à travers les lames liquides* (fin), p. 443.

Bresina. — *Sur une méthode simple pour comparer les sons de deux colonnes d'air au moyen des flammes vibrantes*, p. 465.

N. Schiller et R. Collby. — *Expérience sur la force électrodynamique du courant de polarisation*, p. 467.

J. Jamin. — *Cas singulier d'aimantation*, p. 469.

W. Beetz. — *Propriétés magnétiques du fer déposé par électrolyse*, p. 472.

B. Delachanal et A. Mermet. — *Fulgurator, appareil servant à l'observation des spectres des dissolutions métalliques*, p. 474.

K. Heunann. — *Une réplique*, p. 477.

E. Hagenbach. — *Rupture spontanée du verre*, p. 479.

Philosophical Magazine.

4ᵉ série. — Tome L. — Septembre 1875.

Henry. A. Rowland. — *Sur la détermination par M. Kolhrausch de la valeur absolue de l'unité de résistance électrique de Siemens*, p. 161.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Du tempérament ou de la division de l'octave*, p. 164.

Mansfield Merriman. — *Sur la flexion des poutres*, p. 179.

R. Clausius. — *Théorème de l'ergal moyen et son application au mouvement moléculaire des gaz*, p. 191.

Robert-Mallet. — *Origine et mécanisme de la structure prismatique du basalte*, p. 201.

William Thomson. — *Sur une erreur attribuée à la théorie des marées de Laplace*, p. 227.

James Croll. — *Expérience du « Challenger » qui décide entre les deux théories de la circulation océanique par l'action du vent et de la gravitation*, p. 242.

Pliny Earle Chase. — *Activité cosmique de la lumière*, p. 250.

SUR LA VÉRIFICATION DE LA LOI D'HUYGHENS;

PAR M. ABRIA.

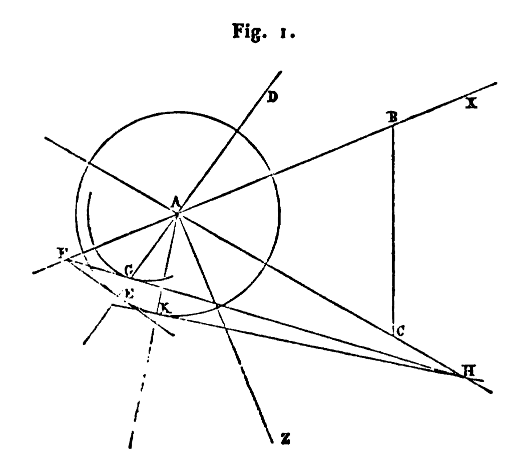
La règle générale à laquelle conduit la théorie des ondes et qui convient, quelle que soit la nature des milieux, à la réflexion et à la réfraction, peut être appliquée à la vérification de la loi d'Huyghens par la méthode du prisme. Les formules sont peu nombreuses et exigent moins de calculs que celles que l'on obtient en suivant la marche du rayon extraordinaire dans le cristal, depuis son entrée jusqu'à sa sortie.

Soient (*fig.* 1) BAC la section du prisme, DA le rayon incident. S'il tombe sous l'incidence i, qui répond au minimum de déviation, il émergera en faisant avec AC l'angle $90^\circ - i$. On a d'ailleurs

$$\sin i = n_o \sin \frac{\varepsilon}{2},$$

n_o étant l'indice ordinaire de la substance pour la raie sur laquelle on vise et ε l'angle des deux faces.

Fig. 1.



Il s'agit de trouver l'angle formé avec AC par le rayon extraordinaire correspondant. Décrivons du point A comme centre la sphère de rayon *un* qui répond au vide et l'ellipsoïde de révolution dont les demi-axes sont les vitesses ordinaire et extraordinaire o, e,

o étant compté sur l'axe du cristal. Par le point E, où DA prolongé rencontre la sphère, menons à celle-ci un plan tangent qui coupera la face d'incidence BA suivant une droite projetée en F, et par la même droite un plan tangent à l'ellipsoïde, lequel rencontrera la face d'émergence AC suivant une droite projetée en H ; par cette dernière conduisons un plan tangent à la sphère *un*; K étant le point de contact, AK sera le rayon extraordinaire émergent. Il reste à calculer l'angle KAC.

Choisissons pour axes coordonnés AX, AZ, dirigés dans l'intérieur du cristal, et AY dirigé de haut en bas dans la face AB et non représenté sur la figure. On a, pour déterminer les coordonnées a, b, c de G, les équations

$$(1)\qquad Aa^2 + Bb^2 + Cc^2 + 2Dab + 2Ebc + 2Fac = 1,$$

$$(2)\qquad Aa + Db + Fc = -\sin i,$$

$$(3)\qquad Da + Bb + Ec = 0.$$

A, B, C sont les coefficients de l'équation de l'ellipsoïde et ont pour valeurs, en appelant γ l'angle de la portion intérieure de l'axe avec AZ et φ l'angle de la projection de l'axe sur le plan des YX avec AX, cet angle étant compté de AX vers AY et pouvant varier de zéro à 360 degrés,

$$A = \frac{1}{o^2}\cos^2\varphi\sin^2\gamma + \frac{1}{e^2}\sin^2\varphi + \frac{1}{e^2}\cos^2\varphi\cos^2\gamma,$$

$$B = \frac{1}{o^2}\sin^2\varphi\sin^2\gamma + \frac{1}{e^2}\cos^2\varphi + \frac{1}{e^2}\sin^2\varphi\cos^2\gamma,$$

$$C = \frac{1}{o^2}\cos^2\gamma + \frac{1}{e^2}\sin^2\gamma,$$

$$D = \left(\frac{1}{o^2} - \frac{1}{e^2}\right)\sin\varphi\cos\varphi\sin^2\gamma,$$

$$E = \left(\frac{1}{o^2} - \frac{1}{e^2}\right)\sin\varphi\sin\gamma\cos\gamma,$$

$$F = \left(\frac{1}{o^2} - \frac{1}{e^2}\right)\cos\varphi\sin\gamma\cos\gamma.$$

L'équation (1) exprime que le point (a, b, c) appartient à l'ellipsoïde; d'après l'équation (2) le plan tangent en G passe par le

point F pour lequel $AF = -\sin i$; ce plan coupe celui des XY suivant une perpendiculaire à AX d'après l'équation (3).

L'équation du plan tangent à l'ellipsoïde devient

$$-\sin i . x + pz = 1,$$

en posant

$$Fa + Eb + Cc = p;$$

cette équation, combinée avec celle de AC

$$z = x \tang \varepsilon,$$

conduit à

$$\frac{1}{AH} = \cos KAC = p \sin \varepsilon - \sin i \cos \varepsilon;$$

suivant que x sera positif ou négatif, le point H sera à droite ou à gauche de A. Il est toujours positif dans les calculs relatifs à la vérification de la loi d'Huyghens.

L'angle KAC étant connu, on en déduira $KAC - (90^\circ - i)$ ou l'angle que doivent former les deux rayons émergents, extraordinaire et ordinaire, lorsque le prisme a été amené dans la position du minimum de déviation pour ce dernier. L'observation devra donner la même valeur si la loi est exacte.

Les calculs relatifs à la détermination de a, b, c seraient trop longs à faire par la méthode directe; ils peuvent être abrégés en remarquant que b, D, E, F ont des valeurs peu considérables et peuvent être négligés dans une première approximation. On obtient ainsi des valeurs approchées de a par (2), de b par (3), de c par (1). On substitue ensuite ces nombres dans les trois équations, et l'on trouve assez rapidement les valeurs des inconnues qui les vérifient exactement. Il est nécessaire de se servir de tables à sept décimales, si du moins les expériences sont faites avec un goniomètre permettant d'apprécier au moins les dix secondes.

J'ai calculé, en suivant cette marche, plusieurs des observations relatées dans le Mémoire inséré dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. Ier. L'accord existe entre le calcul et l'observation.

Les expériences faites par plusieurs physiciens, notamment celles de Malus, de Wollaston, de Senarmont, de MM. Pichot, Bernard, Swan, de M. Cornu dans son beau travail sur la loi de la réfraction

à travers un prisme suivant une loi quelconque (¹) et celles que j'ai publiées dans les *Annales*, à l'aide d'un prisme taillé arbitrairement par rapport à l'axe, forment un ensemble de vérifications de la loi d'Huyghens qui ne permet pas de doutes sur son exactitude.

SUR LES ÉLECTROMÈTRES DE THOMSON;

PAR M. ALFRED ANGOT.

(SUITE) (²).

II. — *Électromètre à quadrants.*

L'électromètre à quadrants, qui appartient à la classe des balances de torsion, est actuellement le mieux connu et le plus fréquemment employé des électromètres de Thomson, et certainement le plus parfait de tous les électromètres qui existent.

Il se compose essentiellement de deux conducteurs A et B symétriques l'un de l'autre par rapport à un plan vertical, et maintenus à des potentiels V_1 et V_2; un troisième conducteur C symétrique par rapport au même plan, et porté au potentiel V, est suspendu à un fil métallique, et nous supposerons provisoirement, pour la théorie, que l'on torde ce fil de façon à ramener toujours le conducteur C dans sa position de symétrie (³).

Pour établir la théorie de cet appareil, il est nécessaire de rappeler les conséquences suivantes de la théorie du potentiel :

1° Quand on a sur un système de corps plusieurs modes de distribution d'électricité qui correspondent chacun à un cas d'équilibre, leur superposition est elle-même un autre cas d'équilibre.

2° Quand deux conducteurs sont en présence, l'un au potentiel V, l'autre à l'état neutre, l'attraction qui s'exerce entre eux est

---

(¹) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 1re série, t. III, et 2e série, t. I.

(²) *Voir* la première Partie, p. 297.

(³) Je dois la théorie suivante et les figures qui accompagnent cet article à l'obligeance de M. Mascart, qui a bien voulu mettre à notre disposition les feuilles de son *Traité d'Électricité statique* actuellement sous presse.

représentée par hV^2, h étant un coefficient qui dépend de la forme des corps, de leurs dimensions et des distances qui les séparent.

3° Quand deux conducteurs A, C sont respectivement aux potentiels V et V′, l'action qui s'exerce entre eux est de la forme

$$hV^2 + kV'^2 - lVV',$$

h, k, l étant trois coefficients variables avec la forme et la distance des corps. Cette dernière loi est la conséquence des deux précédentes. En effet, nous pouvons décomposer le problème en trois parties :

1° Action de la couche $+a$ de A sur C à l'état neutre, et qui y développe une charge $-a'$, si C communique avec le sol ; cette action est représentée par hV^2 ;

2° Action de la couche $+c$ de C sur A à l'état neutre, égale à kV'^2, et qui produit en A une charge $-c'$;

3° Enfin les répulsions de a sur c et de a' sur c'. La première de ces actions est proportionnelle aux masses a et c, par suite aux potentiels V et V′ ou à leur produit VV′ ; l'action de a' sur c' sera aussi proportionnelle à a' et c' ou encore au produit des potentiels VV′ ; ces deux actions pourront donc se représenter par un même terme, $-lVV'$.

Les moments de toutes par rapport à un axe quelconque auront encore la même forme, de sorte qu'en appliquant le principe de la superposition des équilibres, le moment résultant par rapport à un axe quelconque de l'action qui s'exerce entre deux corps aux potentiels V et V′ sera de la forme

$$hV^2 + kV'^2 - lVV'.$$

Appliquons cette formule au cas de l'électromètre de Thomson ; nous avons en présence deux conducteurs fixes A, B, aux potentiels V_1 et V_2, et un conducteur mobile C, au potentiel V, qu'on ramène à une position invariable en employant, par exemple, la torsion d'un fil. Nous allons supposer successivement chacun des corps électrisés seul, et les deux autres communiquant avec le sol, puis nous ajouterons les trois actions en vertu du premier principe.

C étant porté au potentiel V possède une charge $+c$, et déve-

loppe sur A et B des charges $-c'$, égales à cause de la symétrie. On a donc la distribution électrique suivante :

	Sur A.	Sur C.	Sur B.
Potentiels........	o	V	o
Charges..........	$-c'$	$+c$	$-c'$

Quand A sera électrisé seul, la distribution sera

	Sur A.	Sur C.	Sur B.
Potentiels........	V_1	o	o
Charges..........	$+a$	$-a'$	$-a''$

Enfin, quand A et C communiqueront avec le sol, l'action de B produira la nouvelle répartition

	Sur A.	Sur C.	Sur B.
Potentiels........	o	o	V_2
Charges..........	$-b''$	$-b'$	$+b$

Il nous reste à évaluer l'action de toutes ces quantités d'électricité sur le conducteur mobile C.

Tout d'abord, à cause de la symétrie, les couches $-c'$ sur A et B ont sur C des actions égales et de signes contraires, et par suite n'interviennent pas.

$+a$ et $-a''$ exercent sur $+c$ des actions de même sens proportionnelles toutes deux au produit des potentiels V et V_1 ; nous pouvons donc les représenter par un terme unique $+lVV_1$, en prenant positivement, par exemple, tous les moments des forces qui tendent à porter le conducteur C du côté de B.

De même l'action de $+b$ et de $-b''$ sur C pourra se représenter par un seul terme $-lVV_2$, l étant évidemment le même coefficient que précédemment à cause de la symétrie.

L'action de $+a$ et $-a''$ sur a' donne un terme proportionnel au carré du potentiel, tel que $-hV_1^2$; de même le moment de l'action de $-b''$ et $+b$ sur $-b'$ sera représenté par $+hV_2^2$..

Il reste l'action de $+a$ et $-a''$ sur $-b'$ et de $+b$ et $-b''$ sur $-a'$; mais, à cause de la symétrie supposée, le moment des actions

de $+a$ et $-a''$ sur b' est égal et de signe contraire à celui de $+b$ et $-b'$ sur $-a'$ [1].

Le moment de toutes les actions exercées sur le conducteur mobile sera donc de la forme

$$M = +lVV_1 - lVV_2 - hV_1^2 + hV_2^2,$$

ou

$$M = lV(V_1 - V_2) + h(V_2^2 - V_1^2).$$

Si les potentiels V_1 et V_2 des conducteurs fixes sont égaux et de signes contraires, la formule se réduira à

$$(1) \qquad M = lV(V_1 - V_2).$$

Si V_1 et V_2 ne sont pas égaux et de signes contraires, il se présentera deux cas : ou bien V sera petit et le terme $h(V_2^2 - V_1^2)$ sera prépondérant, ce qui sera évidemment un cas défavorable ; ou bien V sera grand, par rapport à V_1 et V_2, et l'on pourra mettre l'équation d'équilibre sous la forme

$$(2) \qquad M = lV(V_1 - V_2)\left(1 + \frac{h}{l}\frac{V_1 + V_2}{V}\right),$$

ce qui se réduira encore très-sensiblement à l'équation (1), car le rapport $\frac{h}{l}$ ne sera jamais assez grand pour que le terme $\frac{h}{l}\frac{V_1 + V_2}{V}$ ait une valeur appréciable.

On pourra donc dans le premier cas mesurer un potentiel faible V au moyen de la différence $V_1 - V_2$ de deux autres potentiels connus, différence qu'il y aura avantage à prendre aussi grande que possible. Dans le second cas, au contraire, on pourra mesurer une faible différence $V_1 - V_2$ en fonction d'un potentiel très-grand. Dans les deux cas l'action est proportionnelle à la quantité que l'on veut déterminer, et multipliée par un facteur très-grand : c'est en cela que consiste le mérite principal de l'électromètre de Thomson.

---

[1] En effet, on peut poser

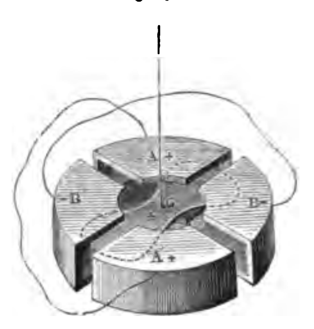
$$a'' = ma, \quad b'' = mb, \quad a' = na, \quad b' = nb.$$

L'action de $+a$ sur $-b'$ sera $-nab$, celle de $+b$ sur $-a'$ sera $+nab$,
celle de $-a''$ sur $-b'$ sera $-mnab$, celle de $-b''$ sur $-a'$ sera $+mnab$.

et la somme de toutes ces actions est nulle.

Nous avons supposé, pour la théorie, qu'au moyen de la torsion d'un fil, par exemple, on ramenait le conducteur mobile dans une position invariable. Ce serait là un procédé de mesure fort incommode : aussi M. Thomson l'a-t-il complétement supprimé par un artifice très-ingénieux. Dans son électromètre les conducteurs fixes sont formés de quatre quadrants 1, 2, 3, 4 (*fig.* 4), réunis deux à

Fig. 4.



deux en croix par des fils métalliques, et l'aiguille a la forme d'un 8, dont le grand axe est parallèle à la ligne de séparation des secteurs [1].

En vertu de cette forme même, il est évident que, si l'on fait tourner l'aiguille d'un petit angle, elle continuera très-exactement à recouvrir les deux secteurs de la même quantité, et que, par suite, rien ne sera changé aux conditions d'équilibre. On pourra donc, au lieu de ramener l'aiguille au zéro, mesurer la déviation, tant qu'elle ne dépassera pas 2 ou 3 degrés ; le couple de torsion M et par suite la déviation elle-même seront proportionnels à la quantité $V(V_1 - V_2)$.

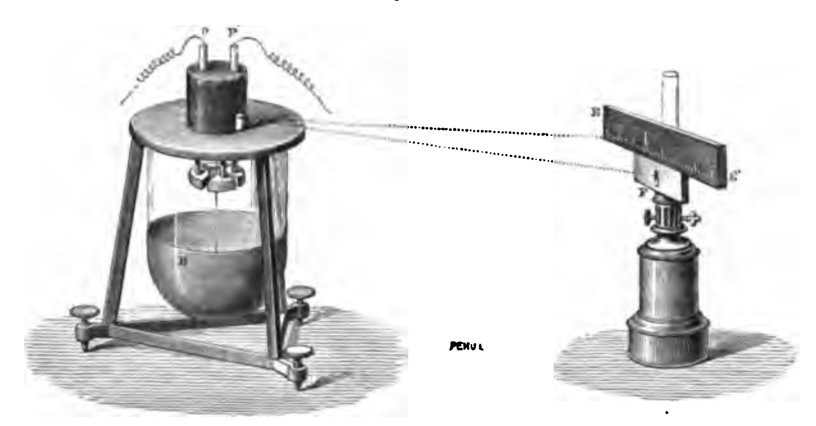
Pour que le coefficient de proportionnalité des déviations aux valeurs du produit $V(V_1 - V_2)$ reste constant, il faut que la distance des secteurs à l'aiguille ne varie jamais. Afin d'éviter les erreurs de ce genre que pourraient amener la température ou toute autre cause, M. Thomson emploie pour conducteurs fixes non de simples secteurs, mais les portions d'une boite cylindrique très-plate, cou-

(1) Plusieurs des détails qui suivent ont été déjà donnés dans ce Journal, t. Ier, p. 95 (article de M. Cornu); mais il est indispensable de les reproduire ici pour introduire les compléments qui s'y rattachent.

pée en quatre parties ; l'aiguille est placée dans l'intérieur de ces boîtes et s'y trouve dans un champ électrique constant, c'est-à-dire où la force électrique est à peu près indépendante de la position en hauteur de l'aiguille. Cette disposition présente de plus l'avantage que l'aiguille est complétement soustraite à l'action des corps extérieurs.

L'instrument complet est renfermé dans une cloche cylindrique de flint blanc très-isolant, dont la partie supérieure seule est ouverte (*fig.* 5). L'orifice est fermé par un couvercle métallique qui


Fig. 5.



supporte, au moyen de quatre tiges de verre isolantes, les secteurs en forme de boîte au milieu desquels se meut l'aiguille ; ces secteurs sont réunis deux à deux en croix, et deux bornes isolées sur le couvercle permettent de les mettre en relation avec des corps électrisés quelconques.

L'aiguille en forme de 8 est coupée dans une feuille d'aluminium très-mince, de façon à être très-légère, et porte en dessus d'elle un petit miroir concave également très-peu pesant. Cette dernière condition est indispensable pour que l'appareil soit sensible, car il ne faut pas que le miroir vienne augmenter le moment d'inertie de l'aiguille. Dans les appareils construits en Angleterre, on a pu employer des aiguilles de $0^{gr},07$ et de petits miroirs sphériques donnant de bonnes images et ne pesant que $0^{gr},04$; comme leurs parties extrêmes sont beaucoup plus rapprochées de l'axe que celles de

l'aiguille, le moment d'inertie total n'est pas notablement accru par l'adjonction du miroir, et l'appareil conserve toute sa sensibilité.

Le système de l'aiguille et du miroir est porté par une suspension bifilaire formée de deux fils de cocon. Après avoir essayé tout d'abord un seul fil de cocon avec une petite aiguille aimantée pour produire la force dirigeante, M. Thomson a adopté de préférence la suspension bifilaire. On sait, du reste, qu'avec ce moyen le moment de torsion est proportionnel au sinus de la déviation, c'est-à-dire à la déviation elle-même, puisqu'elle ne dépassera jamais quelques degrés.

L'aiguille porte à sa partie inférieure un fil de platine terminé par un petit poids de même métal, qui plonge dans de l'acide sulfurique que l'on verse dans le fond du vase. Cet acide, en même temps qu'il sert à dessécher l'air de l'appareil, forme l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde, dont l'armature extérieure est faite de feuilles d'étain collées au dehors du vase et en communication permanente avec le sol au moyen de pieds métalliques à vis calantes qui portent tout l'appareil. Au moyen d'une tige conductrice qui passe par le couvercle, on peut charger cette bouteille et par suite l'aiguille.

L'acide est de même en communication métallique avec un petit disque horizontal qui vient très-près du couvercle, et agit sur une *jauge* identique à celle que nous avons décrite à propos de l'électromètre absolu. Quand la jauge indique que la charge de l'aiguille a changé, un reproducteur de charge fixé au couvercle permet, comme dans l'électromètre absolu, de lui rendre sa valeur primitive.

Pour évaluer les déviations, M. Thomson emploie une échelle divisée courbe, de rayon sensiblement égal au rayon de courbure du miroir, et que l'on dispose de façon que celui-ci en occupe le centre. En dessous de cette échelle est une fente verticale derrière laquelle on dispose de champ la flamme d'une lampe à pétrole. Le miroir renvoie ainsi sur l'échelle divisée une image réelle de la fente, et cette image est toujours nette, puisqu'on n'opère que dans les environs du centre de courbure du miroir et que les aberrations sont alors le plus faibles.

Telle est dans ses traits principaux la disposition de l'électro-

mètre à quadrants. On aura une idée de la sensibilité de cet instrument en sachant que la différence de potentiel des deux pôles d'un seul élément Daniell y produit une déviation de 60 divisions de l'échelle, et l'on peut facilement observer le quart d'une division. La limite de sensibilité est donc inférieure au $\frac{1}{200}$ d'un élément Daniell. Si l'on veut, au contraire, observer des charges plus fortes, il suffit d'approcher seulement des quadrants, sans les y faire toucher, les électrodes qui les font communiquer avec le dehors. On rend ainsi la sensibilité dix ou quinze fois moins grande. Enfin on peut encore séparer les quadrants et ne se servir que de deux d'entre eux, ce qui réduit encore la sensibilité.

Grâce à ces facilités, l'électromètre de Thomson est actuellement très-répandu. On s'en sert partout en Angleterre et en Amérique, non-seulement pour les expériences habituelles de l'électricité, mais encore, par exemple, pour inscrire les variations de l'électricité atmosphérique. Il suffit pour cela de faire communiquer une des paires de secteurs avec le sol, et l'autre avec le conducteur qui recueille l'électricité atmosphérique. L'image de la fente lumineuse est projetée sur une bande de papier photographique animée d'un mouvement de translation. On a ainsi le potentiel de l'électricité atmosphérique en fonction de celui de l'aiguille, qui reste invariable, grâce à la jauge et au *replenisher*.

Mais la complication apparente des pièces et surtout le prix élevé qu'atteint nécessairement cet appareil font que dans certains cas on a essayé de lui substituer des appareils plus simples. De ce nombre est l'électromètre employé par M. Branly, et qui a été décrit récemment dans ce journal [1].

Il se compose simplement de quatre secteurs, au-dessus desquels se meut l'aiguille suspendue par un fil d'argent très-fin. Le potentiel constant auxiliaire est donné non plus par une bouteille de Leyde, mais par un certain nombre d'éléments de Volta, dont un des pôles communique avec le sol. Le potentiel de l'autre pôle reste alors sensiblement constant, au moins pendant la durée d'une expérience.

Cet instrument, dont l'auteur s'est servi pour déterminer surtout

---

[1] *Voir* l'article de M. Terquem, t. IV, p. 145, et le Mémoire de M. Branly (*Annales de l'École Normale supérieure*, tome II, p. 209 et 299).

des forces électromotrices ou différences de potentiel aux deux pôles d'une pile, et que j'ai employé plus tard pour la détermination des capacités électriques de différents corps ([1]), est beaucoup plus simple que l'électromètre de Thomson, mais sa simplicité même en limite beaucoup plus l'emploi. Son principal inconvénient est que la pile que l'on emploie pour le charger est loin de donner un potentiel constant : il change constamment, et entre de grandes limites, avec le temps et la température. L'appareil simplifié sera donc avantageux toutes les fois que l'on fera l'une après l'autre deux expériences comparatives, donnant des nombres dont le rapport soit indépendant de la valeur du potentiel auxiliaire. C'est ce qui arrive, par exemple, quand on détermine la capacité électrique d'un corps en le comparant à un autre corps de capacité connue.

Au contraire, dans des expériences suivies, comme les études d'électricité atmosphérique, il sera bon d'avoir recours à l'appareil complet, dans lequel le potentiel auxiliaire est sans cesse ramené à une valeur constante. Ce dernier présente encore une sécurité, le moment de torsion ne changeant jamais avec une suspension bifilaire, tandis qu'on n'en peut dire autant avec un fil métallique, dont l'élasticité varie encore après plusieurs années.

Quoi qu'il en soit, l'instrument simplifié rend encore de très-grands services dans les limites indiquées. Il sera encore très-commode comme instrument d'enseignement ; son maniement facile et sa forme réduite permettent de l'employer facilement dans les cours, par la méthode des projections, pour démontrer d'une manière nouvelle et simple bien des lois de l'électricité statique.

DÉMONSTRATION ÉLÉMENTAIRE DE LA FORMULE DE LAPLACE;

PAR M. G. LIPPMANN.

On peut démontrer d'une manière simple que l'équation

$$p = A\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

est satisfaite pour tout élément d'une surface liquide en équilibre :

([1]) *Annales de l'École Normale supérieure*, t. III, p. 261 et 399.

p désigne la pression normale en un point rapportée à l'unité de surface; R et R' sont les rayons de courbure principaux en ce point; A est un coefficient numérique constant, c'est-à-dire le même en tous les points de la surface. On l'appelle *constante capillaire* ou *tension superficielle.*

Considérons un élément rectangulaire découpé sur la surface par quatre plans normaux infiniment voisins, et écrivons que toutes les forces qui agissent sur cet élément ont une résultante normale égale à zéro. Soient σ et σ' les côtés du rectangle; la pression normale qu'il subit est $p\sigma\sigma'$. Soient R et R' les rayons de courbure des côtés σ et σ'; soient α et α' les angles sous lesquels ces côtés sont vus de leurs centres de courbure respectifs; on a

$$\sigma = R\alpha, \quad \sigma' = R'\alpha'.$$

La pression normale a donc pour expression $pR\alpha R'\alpha'$. D'autre part les forces que l'élément subit le long du côté σ ont une résultante qu'on peut représenter par $A\sigma = AR\alpha$, résultante normale à σ et tangente à la surface; la projection de cette force sur la normale élevée sur l'élément de surface en son milieu est

$$A\sigma \times \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\alpha'}{2}\right) = AR\alpha\frac{\alpha'}{2}.$$

Le second côté parallèle σ fournit également une composante normale égale à $AR\alpha\frac{\alpha'}{2}$; la somme des deux composantes est $AR\alpha\alpha'$. De même les deux côtés σ' fournissent deux projections normales, dont la somme est $AR'\alpha'\alpha$. La somme de toutes ces projections sur la normale à la surface devant être nulle, on a, en tenant compte de leurs directions,

$$pR\alpha R'\alpha' - AR\alpha\alpha' - AR'\alpha'\alpha = 0,$$

ou, en divisant par $RR'\alpha\alpha'$, et en faisant passer les deux derniers termes dans le second membre,

$$p = A\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right),$$

ce qu'il fallait démontrer [1].

---

[1] On sait que la somme $\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$ a la même valeur pour deux plans normaux perpendiculaires entre eux quelconques, et pour ceux qui correspondent aux rayons de courbure principaux.

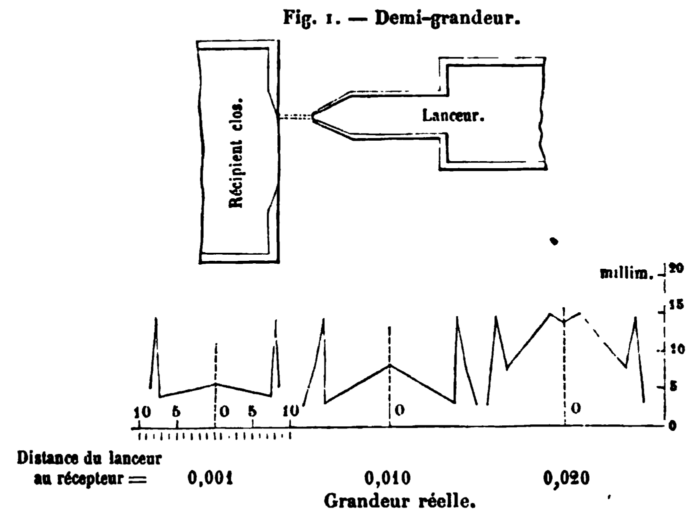
ÉTUDE SUR L'ENTRAINEMENT DE L'AIR PAR UN JET D'AIR OU DE VAPEUR;

PAR M. FÉLIX DE ROMILLY.

(DEUXIÈME PARTIE) (1).

Effets du jet lancé sur la paroi latérale du récepteur. — I. Si, avec le récepteur à mince paroi, on éloigne le lanceur de quelques millimètres seulement du récepteur et qu'on l'excentre suivant le rayon, c'est lorsque le lanceur dirige son jet toujours parallèlement à l'axe non plus dans l'orifice récepteur, mais *en dehors*, sur la paroi même où l'orifice est percé, que se trouve le maximum de pression, maximum qui dépasse le double de la pression obtenue en lançant le jet dans l'intérieur de l'orifice. Ainsi la projection sur un plan parallèle des deux orifices, lanceur et récepteur, donne, au moment du maximum, deux cercles extérieurement tangents.

Fig. 1. — Demi-grandeur.



Pressions sur ordonnées en hauteur d'eau. Excentrations sur abscisses, grandeur réelle. Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur l'abscisse.

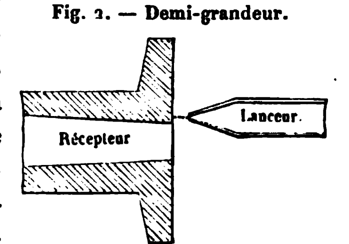
La grandeur absolue de l'effet, après le bord, croît très-peu avec la distance du lanceur au récepteur, de sorte que sa supériorité sur l'effet du jet lancé à l'intérieur ne persiste pas; car, l'effet du jet

(1) *Voir* la première Partie, p. 267.

dans l'orifice grandissant rapidement avec l'éloignement, il se trouve que, après une certaine distance où ces deux effets sont égaux, et où il y a alors deux maxima égaux, l'effet du jet dans l'orifice devient prédominant. Voici, comme exemple, les courbes faites avec lanceur de 1 millimètre de diamètre, à 1 atmosphère, et récepteur de $0^m,016$ de diamètre (*fig.* 1).

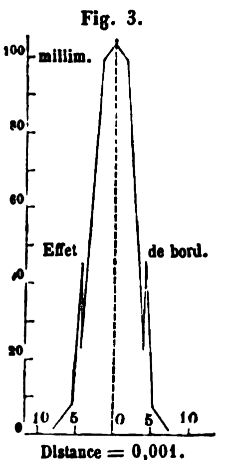
On voit que, avec le récepteur de $0^m,016$, ce n'est qu'à $0^m,020$ de distance qu'on a égalité des deux maxima. Avec des récepteurs de diamètres moindres, les effets sont de même nature, et, à mesure que le récepteur décroît, les courbes sont plus accentuées, et l'égalité des deux maxima a lieu plus tôt. Il est du reste facile de rendre sensible cette tangence; lorsqu'on a obtenu le maximum par excentration, on avance normalement le lanceur vers le récepteur : il vient buter sur la paroi, et le jet est arrêté.

Fig. 2. — Demi-grandeur.



Cette manœuvre, comme toutes celles des expériences précédentes et suivantes, exige que le lanceur soit fixé sur une base pouvant, par une glissière, se mouvoir vers le récepteur, cette base portant elle-même une autre glissière pour le mouvement latéral.

Fig. 3.



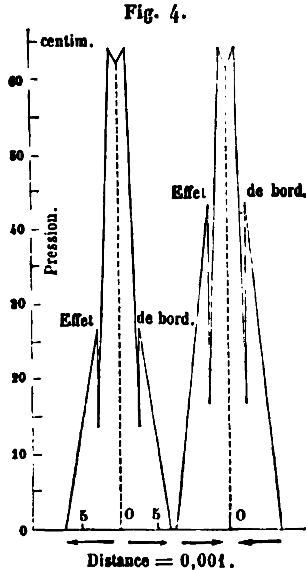
Pressions sur ordonnées en hauteur, échelle ½.
Excentrations sur abscisses, grandeur réelle.
Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur l'abscisse.
Lanceur ½ atm., diam. 0,001, récepteur 0,008.

Cet *effet de bord* est-il particulier au récepteur à mince paroi ? Pour généraliser le phénomène, il suffit de l'étudier avec les autres récepteurs de forme intérieure différente. Si donc on prend un récepteur conique, celui de 7 degrés et de 8 millimètres de diamètre par exemple, pourvu à sa petite section tournée vers le lanceur d'une surface latérale plane continuant la surface de section de l'orifice (*fig.* 2), on reconnaît, en partant de l'axe : 1° que le maximum est sur l'axe, et qu'à partir de l'axe il y a diminution (série précédente); 2° qu'au moment où le lanceur franchit le bord, il y a minimum très-accusé, puis augmentation de pres-

sion considérable et brusque, lorsque le bord est franchi (*fig.* 3). C'est un second maximum, inférieur ici au maximum central, mais très-marqué, et même, en valeur absolue, supérieur au même effet avec l'orifice en mince paroi de même diamètre. Après ce maximum, il y a diminution graduelle.

Même effet avec l'ajutage cylindrique. Avec le divergent, l'effet est très-effacé.

Ainsi l'effet du bord est général, mais seul l'orifice à mince paroi donne un effet de bord supérieur à l'effet du jet lancé à l'intérieur de l'orifice.



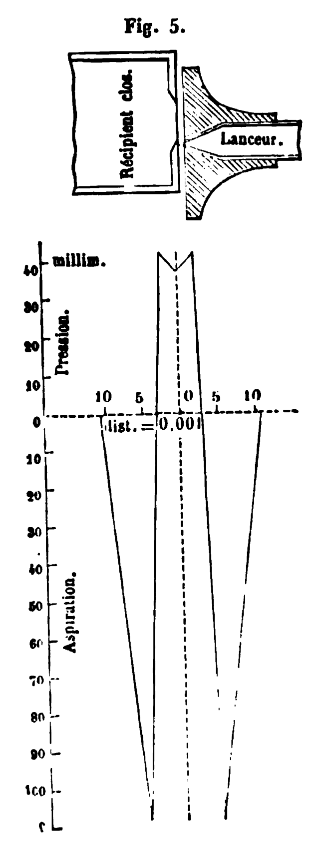
Pressions sur ordonnées en hauteur d'eau, échelle au $\frac{1}{10}$.
Excentrations sur abscisses, grandeur réelle.
Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur abscisse.
Lanceur 1 atm., diam. 0,001, récepteur 0,004, conique.
Sens de l'excentration donné par les flèches.

II. Autre phénomène qui n'existe pas avec le récepteur à mince paroi, mais avec le conique et le cylindrique : ni la grandeur, ni la position du second maximum ne sont les mêmes quand on fait glisser le lanceur de l'axe vers le bord et le franchissant, que lorsque l'on revient en sens contraire vers l'axe. Le point du maximum est plus excentré quand on s'éloigne de l'axe, moins excentré quand on revient vers l'axe. De même du minimum très-accusé qui, dans l'aller, précède, et, dans le retour, suit le maximum. Ce déplacement en sens contraire agit comme si le jet avait une sorte d'inertie qui retarderait le moment du saut brusque, dans l'un ou l'autre sens (*fig.* 4). En s'éloignant de l'axe, on a le plus fort minimum; en s'en rapprochant, le plus fort maximum. C'est le même phénomène avec d'autres valeurs et à une place différente. Par ces deux chemins contraires, on arrive, en excentrant doucement, à un minimum ou à un maximum instable, qui, une fois atteint, disparaît aussitôt. Comme l'instabilité va croissant à mesure que l'on approche de ce point d'instabilité extrême, en s'arrêtant un peu avant d'y atteindre, on a un autre point singulier, ou *point de facile variation*, dont l'expérience suivante fera

ressortir les propriétés : on glisse une mince feuille de métal ou une carte entre le lanceur et le récepteur, et, suivant qu'on l'enlève en la tirant vers l'axe ou vers le bord du récepteur, on a vers l'axe le maximum; vers le bord, le minimum. On peut agir aussi en soufflant sur le jet, mais c'est moins net. On peut faire passer la carte entre le lanceur et le récepteur, ou la faire glisser sur le récepteur, ou même sur le petit orifice lanceur. Si l'on s'arrêtait un peu avant ou après ce point de facile variation, on retomberait toujours sur la même pression, de quelque côté qu'on retirât la carte.

A mesure qu'on éloigne le lanceur du récepteur, le point du maximum d'effet de bord a une faible tendance à s'écarter : très-près, on n'a pas la tangence absolue; plus loin, on y atteint; plus loin, on la dépasse. Mais ces différences sont très-petites, et la suite de ces maxima est presque une droite normale à la surface du récepteur. Ainsi, avec un lanceur de 2 millimètres de diamètre, à $\frac{1}{2}$ atmosphère, et un récepteur de $0^m,016$ à mince paroi, quand ils sont à la distance de 1 millimètre, la tangence n'est pas absolue; à 3 millimètres elle est dépassée.

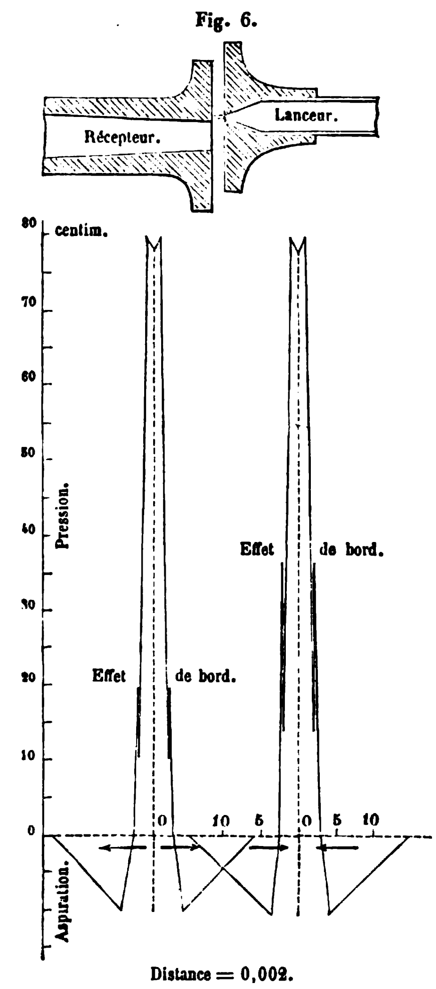
Fig. 5.



Pressions et aspirations sur ordonnées en haut. d'eau, échelle $\frac{1}{2}$.
Excentrations sur abscisses, grandeur réelle.
Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur abscisse.
Lanceur 1 atm., diam. 0,001.
Récepteur mince paroi 0,008.
(Parois parallèles.)

III. Lorsqu'on se sert d'un lanceur et d'un récepteur pourvus tous deux de parois latérales parallèles, on a, le bord franchi, non plus une pression, mais une *aspiration*. Cette aspiration se produit jusqu'à une grande distance entre le lanceur et le récepteur. Par exemple : un lanceur de 1 millimètre de diamètre à 1 atmosphère peut être éloigné de plus de 1 centimètre d'un récepteur de 8 millimètres de diamètre, sans que l'effet d'aspiration soit anéanti. En le rappro-

chant, l'aspiration augmente et dépasse en valeur absolue la pression maximum obtenue à la même distance lorsque le jet pénètre dans le récepteur. Cette différence en faveur de l'aspiration peut s'élever à près du triple de la pression (*fig.* 5).



Distance = 0,002.

Pression et aspirations sur ordonnée en hauteur d'eau, échelle $\frac{1}{10}$.

Excentrations sur abscisses, grandeur réelle.

Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur abscisse.

Lanceur, 1 atm., diam. 0,001. } Parois paral.
Récepteur, 0,004.

Sens de l'excentration donné par les flèches.

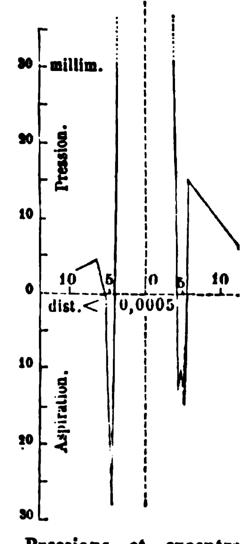
Le lieu du maximum de cette aspiration est situé, pour les distances rapprochées, au point même où se trouvait, par l'effet de bord, le maximum de pression avec lanceur sans paroi parallèle. Cependant l'aspiration n'efface l'effet de bord que pour les distances très-proches (*fig.* 6). Le maximum d'aspiration s'écarte à mesure que la distance entre les ajutages augmente, tandis que l'effet de bord s'obtient toujours avec une excentration à peu près identique. Déjà, à 2 millimètres de distance, entre l'ajutage conique de 4 millimètres de diamètre, on a en premier lieu l'effet de bord et un peu plus loin l'effet d'aspiration.

IV. Lorsque la distance entre les ajutages est moindre que $\frac{1}{2}$ millimètre, qu'ils sont presque au contact, la pression, lorsque le jet pénètre dans le récepteur, augmente très-rapidement avec la diminution de distance (puisqu'au contact on doit avoir la pression même du lanceur), et alors l'excentration, le bord dépassé, produit non plus une aspiration, mais,

après un minimum bien accusé, un second maximum de pression qui dépasse en valeur absolue l'aspiration des cas précédents; puis l'effet de l'excentration s'éteint en donnant une suite de minima et de maxima de moins en moins accusés.

Entre cette très-petite distance où, en dépassant le bord, on n'a que des pressions, et celle où l'on a seulement l'aspiration, se trouve une distance intermédiaire où, le bord franchi, on a d'abord une aspiration et, en excentrant plus loin, une pression (*fig.* 7).

Fig. 7.



Pressions et excentrations sur ordonnées en hauteur d'eau, grandeur réelle.

Excentrations sur abscisses, grandeur réelle.

Le centre de l'orifice récepteur correspond au zéro sur abscisse.

Lanceur 1 atm., diam. 0,001.

Récepteur, mince paroi, 0,008.

Voici donc, en s'éloignant du récepteur, la succession des effets d'excentration : 1° (presque au contact) pression sur toute la paroi, quelle que soit l'excentration; 2° (un peu plus éloigné) aspiration, puis pression en excentrant davantage; 3° (vers 1 millimètre de distance) aspiration pour toute excentration; 4° (vers 2 à 3 millimètres) pression par effet de bord, puis aspiration; 5° disparition de l'aspiration, continuation de la pression par l'effet de bord; 6° disparition de l'effet de bord dans l'effet général.

Il arrive aussi, quand à très-petite distance il n'y a pas parallélisme absolu, qu'en excentrant d'un côté du récepteur on a le phénomène de pression, et du côté diamétralement opposé celui d'aspiration.

Je veux rappeler ici l'expérience de Griffith et de Clément Desormes sur la fixation par aspiration d'un disque plan approché d'une paroi plane percée d'un orifice par où s'échappe de l'air ou de la vapeur. Dans ce cas, c'est au bord du disque qu'ils ont trouvé que l'aspiration avait surtout lieu, mais les données sont différentes de celles de ces études.

V. L'effet de bord et l'aspiration croissent avec la section du lanceur et la pression de l'air lancé, et en proportion inverse de la section du récepteur.

VI. L'effet de bord ne se produit que lorsque le récepteur forme

l'entrée d'un récipient clos. Il n'existe pas pour l'entraînement dans un récipient ouvert, et le gazomètre qui mesure la quantité d'air qui passe par le récepteur s'emplit de plus en plus lentement, à mesure que l'on dépasse le bord par excentration. Quant à l'effet d'aspiration dû au parallélisme des surfaces, il se manifeste également, que le récipient soit clos ou qu'il soit ouvert.

N.-B. Les expériences et figures citées dans ces études ont été prises parmi un grand nombre de séries concordantes exécutées avec lanceurs de $\frac{1}{2}$, 1 et 2 millimètres, en variant les pressions depuis $\frac{1}{16}$ jusqu'à 1 atmosphère, et avec récepteurs de 2 à 32 millimètres. Ces citations n'ont donc été faites qu'à titre d'exemple, pour arrêter plus nettement les idées sur le sens et la grandeur des phénomènes.

RECTIFICATION RELATIVE A L'ARTICLE DE M. PENAUD SUR LES APPAREILS DE VOL MÉCANIQUE.

(Extrait d'une lettre de M. Tatin.)

5 novembre 1875.

.... Je vous propose de vouloir bien faire la rectification que je vous demande en quelques mots seulement : je n'ai construit ni hélicoptères ni aéroplanes ; le premier de mes oiseaux a donné des résultats meilleurs que ne le fait supposer votre article et n'avait pas d'analogie (sauf le caoutchouc) avec ceux de M. Pénaud ; les succès de cet appareil paraissent dus à l'emploi de la baudruche que j'ai pensé à substituer au papier qui était employé jusque-là pour garnir les ailes.

Le second appareil n'a jamais approché du premier comme résultats.

SIEMENS. — Beiträge zur Theorie der Legung und Untersuchung submariner Telegraphleitungen (Contribution à la théorie de la pose et de l'exploration des câbles télégraphiques sous-marins); *Annales de Poggendorff*, t. CLV, p. 272 ; 1875.

Après avoir examiné quelques questions relatives à la pose des câbles sous-marins, qui sont entièrement du domaine de la Méca-

nique, M. Siemens rappelle les diverses méthodes proposées pour déterminer l'importance et le lieu précis des défauts des câbles sous-marins et les inconvénients qu'elles présentent.

1° *Le fil est supposé intact.* — Il propose la méthode suivante : Soient x et y les distances du point défectueux aux extrémités du câble; si l'on isole l'une des extrémités B du câble, en mettant l'autre A en communication avec un pôle d'une batterie de potentiel P, le potentiel p mesuré à l'extrémité isolée sera donné par la proportion $\frac{p}{P} = \frac{z}{z+x}$, z étant, en longueur de câble, la résistance du circuit introduit par le point défectueux. En chargeant l'extrémité B au potentiel P', mesurant le potentiel p' qu'on obtient alors à l'extrémité A, on a $\frac{p'}{P'} = \frac{z}{z+y}$. Ces deux équations donnent le rapport $\frac{x}{y}$.

Cette méthode suppose que l'enveloppe isolante du câble fonctionne bien, ou que le défaut ne se trouve pas près d'une des extrémités.

M. Siemens conseille de s'arranger de telle sorte que $p = p'$, et d'employer pour la mesure des potentiels un galvanomètre à miroir et une résistance considérable.

On peut encore éliminer les conditions physiques du point défectueux, en intercalant entre les pôles et les extrémités du câble des résistances calculées de manière à annuler le potentiel en ce point : il est clair dans ce cas que la présence de ce défaut n'aura aucune influence sur l'intensité de courant, ni sur la distribution des tensions le long du câble.

On commence par donner aux deux extrémités du câble deux potentiels égaux et de signes contraires, de valeur connue, et qui dans l'état normal produisent un courant d'intensité connue; on augmente la résistance d'un côté, et on la diminue de l'autre, jusqu'à ce que le courant, que l'existence du défaut a fait diminuer, soit rétabli dans son intensité primitive; la résistance ajoutée à un pôle et retranchée à l'autre donne la distance du milieu du câble au point défectueux.

2° *Le fil est rompu, mais non l'enveloppe.* — S'agit-il de déterminer le point où un câble est rompu, M. Siemens propose la

méthode suivante : Prenez un condensateur dont la capacité soit k fois celle de l'unité de longueur du câble, chargez-le au moyen d'une batterie de potentiel P, et mesurez l'arc d'impulsion a d'un galvanomètre à travers le fil auquel on décharge le condensateur ; chargez ensuite le câble avec la même batterie et déchargez-le successivement, en mettant chaque fois le condensateur en contact avec lui, et mesurant ensuite l'impulsion produite par la décharge du condensateur ; cela revient à mesurer les potentiels $P_1, P_2, \ldots, P_n$ que prend le condensateur à chaque décharge, potentiels qui sont liés entre eux par la relation $P_i : P_{i-1} :: x : x + k$, x étant la longueur du câble entre l'extrémité et le point de rupture ; on déduit de là $(x+k)^n : x^n :: P : P_n$, ou encore $:: a : a_n, a_n$ étant le $n^{ième}$ arc d'impulsion.

3° *Le fil et l'enveloppe sont rompus.* — Considérons alors le cas le plus complexe, où le câble est rompu et où l'extrémité brisée est en contact avec l'eau, ce qui se présente du reste le plus souvent, puisque le fil métallique et son enveloppe isolante se rompent généralement ensemble. Si l est la distance de la terre au point défectueux, w et z les résistances en longueur de câble du galvanomètre et du défaut, on commence par déterminer comme ci-dessus la résistance $l + z$. Pour avoir une seconde équation entre ces deux inconnues, on charge le câble au moyen d'une batterie de potentiel connu ; lorsque le régime permanent est établi, chaque point du câble est chargé d'électricité à un potentiel $P\frac{l - x + z}{l + z}$, si x est sa distance à la terre ; si l'on vient à décharger le câble, en remplaçant la batterie par le galvanomètre, l'électricité accumulée en ce point se déchargera par les deux extrémités, en se partageant proportionnellement aux conductibilités $\frac{1}{l + z - x}$ et $\frac{1}{x + w}$; par suite, si l'on prend encore pour unité de capacité l'unité de longueur du câble, il passera par le galvanomètre la quantité

$$Q = \frac{P}{(w + l + z)(l + z)} \int_0^l (l + z - x)^2 dx$$

ou

$$\frac{3(w + l + z)(l + z)}{P} [(l + z)^3 - z^3]$$

d'électricité. En mesurant cette quantité, on aura une seconde équation entre l et z; posant en effet $l + z = a$, il vient

$$z^2 = a^2 - \frac{3Q}{P}(a + w)a.$$

Il est seulement indispensable que le câble ne se décharge pas d'une manière appréciable pendant qu'on substitue le galvanomètre à la pile.

A. Potier.

D[r] MATERN. — Ueber Winkelmessung mittelst des Ocularmikrometers astronomischer Fernröhre (Mesures angulaires effectuées au moyen du micromètre oculaire des lunettes astronomiques); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 91, 1875.

Quand on vise avec une lunette dont l'oculaire est pourvu d'un micromètre une règle placée à une distance D, l'intervalle de deux divisions consécutives du micromètre intercepte une longueur M de la règle. Soit φ l'angle sous lequel l'œil d'un observateur placé au centre de l'objectif apercevrait la longueur M; on peut dire que l'intervalle de deux divisions du micromètre équivaut à une distance angulaire φ, celui de n divisions à une distance $n\varphi$ pour tous les objets placés à la distance D. On évaluera $\varphi = \frac{M}{D}$ par l'expérience, et l'on pourra dès lors effectuer à l'aide du micromètre non-seulement les mesures angulaires qui se rapportent à la distance D, mais encore celles qui correspondent à une distance d quelconque. On trouve en effet assez aisément la formule

$$\varphi_d = \frac{M}{D - f}\left(1 - \frac{f}{d}\right),$$

qui donne la valeur angulaire d'une division du micromètre pour la distance d, en fonction de M, de D et de la distance focale principale f de l'objectif de la lunette.

L'auteur applique cette disposition à l'étude des phénomènes de diffraction, à la mesure de l'angle des miroirs de Fresnel, des rayons de courbure des miroirs et des lentilles, etc. On pourrait ainsi, à l'aide d'une disposition des moins coûteuses, évaluer des angles de 1° 15′ au plus, avec une erreur maximum qui ne dépasserait pas 8 secondes, d'après les expériences du D[r] Matern.

E. Bouty.

J. NORMAN LOCKYER ET W. CHANDLER ROBERT. — On the absorption-spectre of metals volatilized by the oxyhydrogen flame (Sur les spectres d'absorption de métaux volatilisés dans la flamme oxyhydrique); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXIII, p. 844; 1875.

Les auteurs introduisent les métaux dans la courbure d'une sorte de tube en U creusé dans un bloc de chaux. La flamme d'un chalumeau Deville et Debray pénètre par une branche de ce canal recourbé, et l'autre branche vient déboucher dans un tube horizontal, creusé dans le même bloc et fermé aux deux extrémités par des lames de verre qu'on peut remplacer rapidement. On peut faire passer de l'hydrogène dans tout l'appareil; enfin le bloc de chaux est lui-même placé dans un fourneau au charbon. La flamme du chalumeau, qui est maintenue fortement réductrice, vient lécher le métal en fusion, et le tube horizontal s'emplit de vapeur; on peut donner à celui-ci des longueurs de 15, 30, 60 centimètres. On a disposé, selon son axe, d'un côté une lampe électrique, et de l'autre un spectroscope à un prisme. Voici les principaux résultats obtenus :

Argent : Tube court, chaleur modérée : absorption dans le bleu qui s'étend parfois au vert. Tube long, chaleur intense : belles bandes cannelées. Absorption continue dans le bleu, nulle dans le rouge.

Cuivre : Tube long. Absorption continue dans le bleu.

Sodium : Ligne D renversée. Pas de traces de spectre cannelé.

Aluminium : Très-haute température. Absorption soupçonnée dans le violet.

Zinc : Résultats importants que l'auteur donnera plus tard.

Cadmium : Absorption dans le bleu et aussi dans le rouge.

Manganèse : Absorption dans le rouge et dans le bleu. Indices très-visibles de cannelures.

Cobalt, Nickel, Fer : Absorption dans le bleu.

Chrome : Beau spectre cannelé.

Étain : Absorption considérable dans le bleu. Pas de cannelures.

Antimoine : Absorption dans le bleu. Pas de cannelures. On en avait observé avec une moindre chaleur, mais peut-être le métal n'était-il pas pur.

Bismuth : Spectre semblable à celui de l'iode, aux températures moyennes. Absorption dans le bleu, finissant brusquement du côté peu réfrangible; cannelures dans le vert et les environs de D.

Plomb : Absorption des deux extrémités du spectre, et bientôt après du spectre entier.

Thallium : La ligne Tlα a été vue *brillante*. Les vapeurs du métal restent fort longtemps lumineuses.

Or : Absorption dans le bleu et dans le rouge. Pas de cannelures.

Palladium : Absorption dans le bleu.

Sélénium : Tube long : spectre cannelé.

Iode : L'absorption continue du violet disparaît à cette haute température. On n'observe plus que des cannelures.

G. SALET.

F. KOHLRAUSCH ET O. GROTRIAN. — Das elektrische Leitungsvermögen der Chloride von der alkalien und alkalischen Erden, sowie der Salpetersäure in wässrigen Lösungen (Conductibilité des chlorures alcalins ou alcalinoterreux et de l'acide nitrique en dissolution aqueuse); *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 1 et 215; 1875.

Le procédé employé pour mesurer les résistances est connu depuis longtemps sous le nom de *pont de Wheatstone;* la force électromotrice est produite par un disque d'acier aimanté (2 millions et demi d'unités magnétiques), faisant 75 tours par seconde à l'intérieur d'un multiplicateur de 2700 tours; cette force, changeant 150 fois de signe par seconde, est environ de 3 Daniell en moyenne; enfin les électrodes plongeant dans le liquide étaient en platine platiné : cette dernière précaution, jointe à l'emploi de courants alternatifs, élimine complétement l'influence de la polarisation des électrodes, comme les auteurs s'en sont assurés en mesurant la résistance d'un même liquide avec des forces électromotrices variables. Les électrodes avaient d'ailleurs 25 centimètres carrés de surface, ce qui rendait négligeable l'échauffement du liquide.

Pour répondre à l'objection que « les lois de Ohm pouvaient ne pas s'appliquer à des courants alternatifs », on a déterminé la résistance d'une dissolution de sulfate de zinc, par trois procédés : 1° avec des courants constants et des électrodes en zinc amalgamé préalablement bouillies dans une solution de sulfate de zinc; 2° avec

des courants alternatifs et les mêmes électrodes ; 3° avec des courants alternatifs et les électrodes de platine platiné. Les écarts n'ont pas dépassé $\frac{1}{1000}$ de la distance mesurée, c'est-à-dire l'écart correspondant à $\frac{1}{20}$ de degré.

Les observations ont été faites à zéro, 18 et 40 degrés environ, sur des dissolutions diversement concentrées. Les résultats acquis donnent lieu aux observations suivantes :

1° La conductibilité croît uniformément avec la température ; pour les liquides visqueux seuls, l'accroissement est plus rapide. Ce résultat avait déjà été trouvé pour des dissolutions de H^2SO^4, $ZnSO^4$ et de sels de cuivre.

2° Cette conductibilité étant exprimée par la formule $k_0(1 + \alpha t)$, α varie de $\frac{1}{32}$ à $\frac{1}{37}$ pour les chlorures étudiés en dissolution à 5 pour 100, et les différences entre les valeurs de α diminuent lorsqu'on considère des dissolutions de plus en plus étendues (l'acide nitrique a un coefficient α plus petit).

3° Si l'on calcule, pour des dissolutions très-étendues, la conductibilité de liqueurs contenant des volumes égaux des huit chlorures étudiés, on trouve des valeurs très-sensiblement égales.

A. Potier.

H. VOGEL. — Beschreibung eines höchst einfachen Apparats um das Spectrum zu photographiren (Description d'un instrument très-simple pour photographier le spectre) ; *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 306 ; 1875.

On prend un spectroscope de poche de Browning et on l'introduit à l'aide d'un bouchon dans l'ouverture d'une petite chambre noire de photographe privée de son objectif. Le tout est placé sur une tablette B que l'on peut incliner à volonté au moyen d'une simple vis de menuisier S, sur un support ordinaire ; on dirige le tube du spectroscope vers le Soleil, et l'on suit son mouvement, à l'aide de S. La mise au point se fait en tirant plus ou moins le tube extérieur du spectroscope.

Les lignes spectrales obtenues sont assez nettes sur les épreuves pour que l'on puisse étudier ainsi la sensibilité de diverses substances, l'action exercée par les substances absorbantes, etc.

E. Bouty.

W.-G. ADAMS. — On a new polariscope (Sur un nouveau polariscope); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. L, p. 13; juillet 1875.

Cet appareil diffère des polariscopes ordinaires par plusieurs détails de construction, dont voici les plus importants.

La lumière est envoyée dans l'appareil par un miroir concave, et une lentille biconcave dont les foyers principaux coïncident. Elle est donc parallèle en sortant de ce système. Cette disposition évite l'aberration et par suite les pertes de lumière; mais elle a l'inconvénient d'exiger une large tourmaline, qui, placée derrière la lentille biconcave, doit avoir à peu près le même diamètre qu'elle.

Un système convenable de deux lentilles biconvexes fait ensuite converger les rayons parallèles en un point O situé à $1\frac{1}{4}$ pouce de la dernière. On place en ce point le cristal, d'une épaisseur de 4 millimètres. De l'autre côté existe un système optique de deux lentilles convergentes de $1\frac{1}{4}$ pouce de distance focale, qui parallélise de nouveau la lumière, et, en analysant celle-ci à la manière ordinaire, on aurait un polariscope un peu perfectionné, mais présentant le même inconvénient que les autres, c'est-à-dire manquant de champ. En fait, son champ n'est que de 74 degrés.

On l'amène à être de 128 degrés et à pouvoir renfermer les deux axes optiques de la topaze du Brésil par la disposition suivante.

On applique sur les deux faces du cristal deux lentilles plan-convexes à peu près hémisphériques, dont les deux centres de courbure coïncident, et coïncident aussi avec le point O de convergence des rayons sortis du polariseur, et par suite encore avec le plan médian du cristal. Il se produit alors un effet analogue à celui des lentilles diaphragmées. Le système central, comprenant le cristal et ses deux lentilles, peut tourner autour d'un axe horizontal passant encore par O, ce qui, à raison de la forme hémisphérique des lentilles, ne change rien à la direction des rayons et par conséquent aux conditions de visibilité. Les rotations sont mesurées à l'ordinaire sur un cercle divisé, et l'on peut, à raison de l'espace laissé libre entre le polariseur et l'analyseur, entourer le cristal d'un liquide convenable lorsque ces axes optiques sont trop éloignés pour être vus dans l'air.

Peut-être une disposition analogue, adaptée au polariscope à pro-

jections de M. Duboscq, donnerait-elle à cet appareil la seule qualité qui lui manque, un champ comparable à celui du microscope polarisant.

A. Duclaux.

M. SEKULIĆ. — Ueber die an bestäubten und unreinen Spiegeln Sichtbare Interferenz-Erscheinung (Phénomènes d'interférence présentés par les miroirs recouverts de poussière) ; *Annales de Poggendorff*, t. CLIV, p. 308 ; 1875.

On prépare les miroirs en insufflant à leur surface une poussière fine, ou en les frottant avec un tampon de coton légèrement imprégné de matières grasses.

Le meilleur mode d'observation consiste à employer un appareil de Norremberg, dont on remplace la glace noire par un miroir A argenté en dessous et percé en son centre d'une ouverture O de 3 millimètres de diamètre. La lumière fournie par un héliostat est reçue par le miroir A, renvoyée normalement sur le miroir inférieur B de l'appareil, qui est le miroir préparé, puis renvoyée à l'œil de l'observateur par l'ouverture O. L'image de la source lumineuse se montre alors entourée de magnifiques franges circulaires.

L'auteur croit avoir démontré que la lumière émise par ces franges est polarisée circulairement.

E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS.

3e série, t. VIII ; 1874. (Fin) (1).

Arthur-W. WRIGHT. — Sur le spectre de la lumière zodiacale, p. 39.

Après une étude spectroscopique approfondie, dont la principale difficulté est dans le peu d'intensité de la lumière zodiacale, l'auteur arrive aux conclusions suivantes :

1° Le spectre de la lumière zodiacale est continu et ne diffère

---

(1) *Voir* la première Partie, p. 251 et 317.

pas sensiblement de celui de la lumière solaire faible ou du crépuscule.

2° On ne peut y découvrir aucune raie brillante, celle que l'on croyait exister étant due à des aurores boréales.

3° Il n'y a aucune apparence de relation entre la lumière zodiacale et les aurores boréales.

Ce second Mémoire confirme le premier, dont la conclusion, déduite de l'étude de la polarisation de la lumière zodiacale, était que cette lumière vient du Soleil et est réfléchie vers nous par des corps solides.

OGDEN-N. ROOD. — Méthode optique pour étudier les vibrations des corps solides, p. 126.

Le procédé est, à très-peu de chose près, celui de M. Lissajous et un peu moins exact; il est d'une disposition facile et peut rendre des services. Il consiste à attacher aux corps vibrants deux petits fils d'acier, d'un aussi faible diamètre que possible, et à les disposer assez près l'un de l'autre et à angles droits. En les regardant avec une lunette sur un fond brillant, ils donnent lieu à des figures diverses, d'où l'on peut déduire l'intervalle musical qui sépare les deux corps. Le procédé s'applique également bien aux diapasons, aux cordes, aux verges et plaques et aux membranes, et permet de comparer un corps quelconque avec un diapason.

C.-A. MOREY. — Sur le phonautographe, p. 130.

Le phonautographe est un instrument peu commode en ce qu'il donne des tracés généralement trop petits et surtout parce que les vibrations du style sont longitudinales. M. C. Morey élimine ces deux défauts, en appliquant sur la membrane du phonautographe une soie de porc qui agit sur le petit bras d'un levier très-léger, de bois ou de paille roide, dont la grande branche porte le style. De la sorte les vibrations sont autant amplifiées qu'on le désire, et se font latéralement, ce qui en rend l'inscription facile. Le phonautographe devient ainsi un instrument réellement utile, qui permet d'inscrire simplement toute espèce de mouvement vibratoire.

FRANK WIGGLESWORTH CLARKE. — Sur la chaleur moléculaire des composés semblables, p. 340.

L'auteur montre que la chaleur moléculaire des composés semblables (produit de la chaleur spécifique par l'équivalent) n'est pas un nombre constant, comme on le dit communément, mais que, dans une même série, elle augmente un peu avec l'équivalent.

Dans les chlorures alcalins, on a, par exemple, en s'appuyant sur les nombres mêmes de Regnault :

LiCl	chaleur	atomique.............	11,99
NaCl	»	»	12,52
KCl	»	»	12,88
RbCl	»	»	13,54

Le même phénomène a lieu dans chaque famille, mais n'est pas une contradiction de la loi de Dulong et Petit ; car, pour tous ces corps, les chaleurs spécifiques ne sont pas prises à des températures correspondantes, et qu'il reste même à fixer ce que l'on doit entendre par ce dernier mot, tout différent de températures égales.

W. FERREL. — Relation entre le gradient barométrique et la vitesse du vent, p. 343.

Cette discussion mathématique de la relation qui existe entre la vitesse du vent et la loi de décroissance des pressions barométriques tout autour du centre du cyclone est trop étendue pour pouvoir être analysée ici ; mais c'est un travail intéressant au point de vue météorologique, où l'on a à enregistrer encore si peu de théories reposant sur des données mathématiques.

JOHN BROKLESBY. — Relation entre les périodes de pluie aux États-Unis et les taches du Soleil, p. 439.

La relation supposée entre ces deux phénomènes se vérifie à peu près pour les années du minimum de pluie, qui correspondent en effet à des minima de taches solaires ; mais il n'y a plus de

concordance réelle pour les années de maximum, et l'on a à signaler encore d'autres anomalies marquantes.

ALFRED-M. MAYER. — Recherches d'Acoustique, p. 81, 170, 241, 362.

ALFRED-M. MAYER. — Nouvelle méthode pour déterminer la nature complexe de l'étincelle électrique, p. 436.

Ces deux Mémoires ont été analysés dans le Journal, t. IV, pages 155 et 184.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome VI. — Septembre 1875.

G. RAYET. — *Les cadrans solaires coniques*, p. 52.

P.-O.-E. LESUEUR. — *De l'emploi du zinc comme désincrustant à l'intérieur des chaudières à vapeur*, p. 136.

5e série. — Tome VI. — Octobre 1875.

M. BERTHELOT. — *Sur les oxydes de l'azote*, p. 145.

M. BERTHELOT. — *Sur la formation thermique du bioxyde de baryum et de l'eau oxygénée*, p. 209.

DE COPPET. — *Théorie de la surfusion et de la sursaturation, d'après les principes de la théorie mécanique de la chaleur*, p. 275.

Philosophical Magazine.

4e série. — Tome L. — Octobre 1875.

HENRY-A. ROWLAND. — *Étude sur la distribution du magnétisme*, p. 257.

GEORGES-B. AIRY. — *Sur un point controversé de la théorie des marées de Laplace*, p. 277.

WILLIAM THOMSON. — *Note sur les oscillations de première espèce, dans la théorie des marées de Laplace*, p. 279.

J.-H. Gladstone et Alfred Tribe. — *Augmentation de l'activité chimique de l'aluminium produite par son contact avec un métal plus négatif*, p. 284.

Gladstone et Alfred Tribe. — *Notes sur l'action du couple cuivre-zinc*, p. 285.

James Croll. — *Théorie de la circulation océanique expliquée par le vent. — Examen des objections*, p. 286.

Frederick Guthrie. — *Vagues stationnaires d'un liquide*, p. 290.

Annales de Poggendorff.

Tome CLV. — N° 8. — Année 1875.

C. Muller. — *Recherches sur la hauteur de son produit par les vibrations transversales des tubes de gypse mouillés avec différentes dissolutions*, p. 481.

A. Kundt et E. Warburg. — *Frottement et conductibilité des gaz raréfiés* (suite), p. 525.

Henry Morton. — *Fluorescence de composés hydrocarbonés obtenus par la distillation de la houille et du pétrole*, p. 551.

F. Kohlrausch. — *Remarque sur les expériences de M. Neesen, relatives à l'élasticité résiduelle*, p. 579.

H. Streintz. — *Réponses aux remarques faites par le professeur O.-E. Meyer, sur mon Mémoire intitulé : « De l'amortissement des oscillations de torsion des fils »*, p. 588.

A. Oberbeck. — *Sur une méthode pour déterminer la conductibilité électrique des liquides*, p. 595.

L. Sauer. — *Expériences sur la visibilité des rayons ultra-violets*, p. 602.

H. Schneebeli. — *Attraction et répulsion des électro-aimants*, p. 615.

F. Schaack. — *Sur la construction des paratonnerres des télégraphes*, p. 624.

P. La Cour. — *Emploi du diapason dans la télégraphie électrique*, p. 628.

Hillebrand et Norton. — *Séparation électrolytique du cérium, du lanthane et du didyme*, p. 633.

W. Holtz. — *Transformation des courants électriques de faible tension en décharge disruptive de haute tension*, p. 639.

W. Holtz. — *Notice sur un nouveau tube électrique*, p. 643.

DE L'APPLICATION DES LOIS DE COULOMB AUX ÉLECTROLYTES;

Par M. G. LIPPMANN.

1. Les expériences de Coulomb ont établi la loi des attractions électriques qui ont lieu à distance entre des masses d'un même métal; la méthode de Coulomb ne s'appliquait strictement ([1]) qu'à ce cas restreint; pourtant on admet que ces résultats s'étendent au cas d'un système hétérogène quelconque ([2]). Il n'est pas sans intérêt d'analyser un cas de ce genre; on sait qu'il est possible, par une simple action d'influence, de décomposer à distance une quantité illimitée d'eau en ses éléments, sans rien changer d'ailleurs à l'état électrique du système; calculons, au moyen de la loi de Coulomb, la quantité de travail absorbée pendant l'expérience. Il est clair que cette quantité de travail devra être égale au travail chimique produit pendant l'expérience.

2. Une masse d'eau M, contenue dans un vase isolant, est mise en communication avec le sol par l'intermédiaire d'un fil de platine; le fil ne touche l'eau que par une surface très-petite (par une pointe à la Wollaston). Un conducteur métallique C est mobile, dans le voisinage de M; il est relié par un fil métallique avec une masse chargée négativement et de capacité assez grande pour que l'on puisse admettre que son potentiel reste constant pendant l'expérience. Approchons ou éloignons C de M; à chaque mouvement de C, du gaz se détache de la pointe de platine (Buff). La raison en est claire : quand on approche C de M, de l'électricité positive du sol est attirée à la surface de M, la pointe de platine sert alors d'électrode d'entrée à un flux d'électricité positive; il s'y dégage donc de l'oxygène, comme sur l'électrode positive d'un voltamètre; lorsque C revient à sa position primitive, le phénomène inverse se produit, de l'hydrogène se dégage, et même en quantité équivalente à l'oxy-

([1]) L'électricité se partage également entre deux boules égales, mais dans le cas seulement où leur matière est la même.

([2]) Lorsqu'on parle, par exemple, de la différence de potentiel entre un liquide et un métal; la définition du potentiel repose sur la loi de Coulomb.

gène précédemment dégagé, car c'est la même quantité d'électricité qui a mis successivement les deux gaz en liberté. Ce mouvement de va-et-vient du conducteur C peut être répété indéfiniment.

3. Calculons le travail des forces mécaniques extérieures nécessaires pour produire un mouvement de va-et-vient de C. Soit X la résultante parallèle à l'axe des x de toutes les forces mécaniques (pression du doigt, actions moléculaires, etc.) qui agissent sur un élément quelconque du système. La résultante parallèle à l'axe des x de toutes les attractions électriques qui ont lieu sur le même point est, d'après les lois de Coulomb, égale à $\sum\left[\frac{mm'}{r^2}\cos(r, x)\right]$; cette dernière quantité peut s'écrire identiquement $\frac{d}{dx}\sum\frac{mm'}{r}$, le signe Σ s'étendant à tous les points du système. Pour que les conditions de l'équilibre soient remplies pendant toute la durée du mouvement, il faut que l'on ait constamment

$$\mathrm{X} = \frac{d\sum\frac{mm'}{r}}{dx};$$

on trouve, de même, les équations analogues

$$\mathrm{Y} = \frac{d\sum\frac{mm'}{r}}{dy}, \quad \mathrm{Z} = \frac{d\sum\frac{mm'}{r}}{dz}.$$

Afin d'obtenir l'expression du travail T des forces mécaniques extérieures, ajoutons ces trois équations, après les avoir multipliées respectivement par dx, dy, dz, il vient

$$d\mathrm{T} = d\sum\frac{mm'}{r};$$

lorsque C est revenu à sa position primitive, le travail est donc

$$\mathrm{T} = \Delta\sum\frac{mm'}{r}. \tag{1}$$

Évaluons $\sum\frac{mm'}{r}$. Soient, à un moment quelconque, V_0, V et V_1 les valeurs des potentiels du fil de platine, de M et de C;

soient Q_0, Q et Q_1 les charges électriques correspondantes. On a

$$\sum \frac{mm'}{r} = \tfrac{1}{2}(V_0 Q_0 + VQ + V_1 Q_1) + \sigma.$$

Les trois premiers termes s'obtiennent en étendant l'opération Σ à tous les points, soit de l'intérieur, soit de la surface libre des trois corps. Le terme σ désigne la portion de Σ, qui est fournie par la surface de contact eau-platine. Remarquons, en effet, que nous avons également à considérer ces points, lesquels ne font partie ni de l'intérieur, ni de la surface libre, et où le potentiel n'a pas une valeur uniforme; mais, pour ne pas avoir à faire le calcul de σ, admettons que la surface de contact eau-platine soit assez petite pour que σ soit négligeable. On a donc simplement dans ce cas

$$T = \tfrac{1}{2}\Delta(V_0 Q_0 + VQ + V_1 Q_1).$$

Lorsque C part de sa position la plus éloignée pour se rapprocher de M, de l'électricité positive passe du platine à l'eau; Q_0 augmente de $-\Delta Q$, Q augmente de $+\Delta Q$, V_0 reste constant et V prend une valeur qui reste constante tant que le sens du mouvement de C ne change pas. Ce dernier fait est essentiel. Le passage du courant produit ce qu'on appelle la *polarisation de l'électrode de platine*, c'est-à-dire que la différence $V_0 - V$ prend une valeur (Pt_0), qui est fixe tant que de l'oxygène se dégage. On a donc

$$\tfrac{1}{2}\Delta(V_0 Q_0 + VQ) = (Pt_0)\Delta Q.$$

Lorsque le conducteur C rebrousse chemin, le phénomène est renversé ; on a, pour ce déplacement,

$$\tfrac{1}{2}\Delta(V_0 Q_0 + VQ) = -\Delta Q(Pt_H).$$

Pendant le va-et-vient de C, le potentiel de C est resté constant, sa charge a repris sa valeur initiale : le terme $V_1 Q_1$ n'a donc éprouvé qu'une variation nulle.

Le travail mécanique T, qu'il a fallu dépenser pour produire le va-et-vient de C, a donc pour expression

$$[(Pt_0) - (Pt_H)]\Delta Q = T.$$

Or, cette équation, à laquelle nous conduit la loi de Coulomb, a été

indirectement vérifiée par l'expérience. En effet, la quantité entre crochets est précisément la force électromotrice de polarisation développée dans un voltamètre à deux électrodes, en pleine activité; le premier membre est le travail électrique absorbé par le voltamètre pendant la décomposition de ΔQ équivalents d'eau; et, par les expériences de M. Favre, on sait que ce travail est égal au travail chimique du courant ([1]).

On voit, par l'analyse qui précède, que les lois de Coulomb s'appliquent, sans aucune modification, au cas d'un liquide électrolysable et qu'elles régissent l'influence et l'attraction électriques, lors même que ces actions à distance ont pour conséquence une décomposition chimique; elles restent, même dans ce cas, exactement d'accord avec le principe de la conservation de l'énergie.

Remarques. — Le lecteur verra sans peine que, si l'on suppose la surface eau-platine de grandeur finie, on introduit dans l'équation (1) deux termes qui se détruisent.

On verra également à quoi tient, en dernière analyse, le succès du calcul; si les deux membres de l'équation (1) ont pour un cycle fermé une valeur différente de zéro, cela tient à ce que la différence de potentiel qui existe à la surface eau-platine est une fonction *discontinue* de la quantité d'électricité qui traverse cette surface; cela tient, en d'autres termes, à ce que la force électromotrice eau-platine ne varie qu'entre deux limites finies (Pt_0) et (Pt_H). Chacune de ces valeurs est comme un point fixe électrique et elle correspond à une action chimique comme les points fixes de température correspondent à des changements d'état.

Le terme σ, qui s'évanouit dans le problème actuel, subsisterait dans d'autres problèmes. La portion de ce terme fournie par toutes les réactions moléculaires qui ont lieu à la surface considérée constitue la grandeur autrefois considérée par Gauss et appelée *potentiel des forces capillaires* ([2]).

([1]) On sait même, d'après M. Favre, que dans le cas où il y a développement de chaleur locale, le travail électrique est égal à la somme des deux effets, travail chimique et dégagement de chaleur.

([2]) La valeur du terme σ tout entier peut être calculée sans faire d'hypothèses. (Voir *Annales de Chimie et de Physique*, août 1875.)

SUR UNE EXPÉRIENCE RELATIVE A LA TRANSFORMATION DES FORCES;

PAR M. CROVA.

Il est facile de démontrer dans un cours les divers cas particuliers de la transformation des agents physiques. Voici la disposition que j'emploie pour montrer les relations entre la chaleur, l'électricité et le travail mécanique.

Deux générateurs thermo-électriques Clamond sont réunis en surface et mis en communication avec une machine de Gramme, de manière à mettre celle-ci en mouvement. Dans le circuit est disposée une sorte de lampe électrique, dans laquelle un fil de platine placé au centre d'un petit ballon, à l'abri de l'agitation de l'air, peut être porté à l'incandescence. La seule difficulté de l'expérience consiste à régler la longueur et le diamètre du fil de platine, de manière qu'il soit porté au rouge, le courant thermo-électrique conservant une intensité suffisante pour faire marcher la machine de Gramme. On a ainsi un circuit entièrement métallique, dans lequel on peut opérer les transformations suivantes :

1° La machine de Gramme étant enlevée du circuit, une portion de la chaleur, transformée en électricité par la pile thermo-électrique, se retrouve à l'état de chaleur dans le fil de platine.

2° Le fil de platine étant enlevé du circuit et la machine de Gramme y étant introduite, une portion de la chaleur transformée en électricité dans la pile produit un travail mécanique dans la machine qui fonctionne comme moteur.

3° Le fil de platine et la machine étant disposés dans le circuit, une partie de la chaleur, transformée dans la pile en électricité, produit de la chaleur dans le fil et du travail dans le moteur. Si alors on arrête le mouvement de la machine de Gramme, on voit augmenter l'incandescence du fil de platine. La machine étant, au contraire, abandonnée à elle-même, se met en mouvement, et l'incandescence du fil de platine diminue à mesure que le mouvement s'accélère. On rend ainsi sensible aux yeux la dépense de chaleur nécessaire pour développer une quantité croissante de travail mécanique.

4° Prenant à la main la manivelle de la machine, on la tourne

dans le sens de la rotation que lui imprime le courant, mais avec une vitesse croissante. On arrive ainsi à une vitesse telle, que l'incandescence du fil *a complétement disparu.*

5° Si l'on tourne la manivelle *en sens inverse* de la rotation que lui imprime le courant, on éprouve une résistance considérable et l'incandescence du fil *augmente* rapidement; en tournant plus vite, le fil entre en fusion.

Ainsi, dans le circuit métallique considéré, la circulation d'une quantité donnée d'énergie peut apparaître à l'extérieur sous la forme de chaleur ou de travail mécanique, l'une de ces deux quantités étant le complément de l'autre. Si, par une force extérieure, on introduit dans le circuit une quantité additionnelle de travail, l'augmentation de la quantité d'énergie mise en circulation est rendue visible par l'incandescence du fil; toute communication en dehors du circuit d'une certaine quantité de l'énergie qui y circule apparaît, au contraire, par la diminution ou même la disparition de l'incandescence.

SUR LA DÉTERMINATION DU POUVOIR CONDENSANT;

PAR M. A. TERQUEM.

Afin d'éviter les complications auxquelles donne lieu l'action des diélectriques, je ne m'occuperai que des condensateurs où le corps isolant est formé par une couche d'air. J'étudierai : 1° le condensateur sphérique, dans lequel une armature enveloppe complétement l'autre, et auquel on peut assimiler les bouteilles de Leyde et les jarres électriques; 2° le condensateur à plateaux, type des condensateurs dans lesquels les deux armatures sont identiques [1]. Je rappellerai d'abord succinctement la théorie de ces appareils.

Soit (*fig.* 1) la sphère A de rayon R, placée au centre d'une enveloppe sphérique de rayons R_1 et R_2; cette dernière est percée d'une ouverture très-petite à travers laquelle passe le conducteur isolé, destiné à charger A d'électricité. Supposons que A commu-

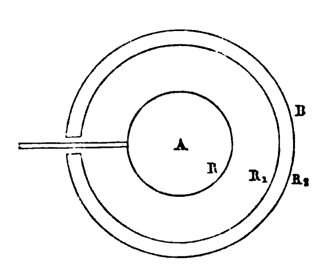
---

[1] *Voir* la *Théorie du Condensateur cylindrique* (*Journal de Physique*, t. III, p. 151), donnée par M. Blavier.

nique avec une source au potentiel V_1, et B avec une autre source au potentiel V_2, telles que l'on ait, comme il arrive le plus souvent, $V_1 - V_2 = \text{const.}$

Posons les deux équations qui expriment l'équilibre d'un point situé à l'intérieur de A et d'un autre point situé à l'intérieur de B,

Fig. 1.



à une distance ρ du centre; soient, en outre, Q, Q_1, Q_2 les quantités d'électricité répandues sur les trois surfaces électrisées, on aura

$$(1) \qquad \frac{Q}{R} + \frac{Q_1}{R_1} + \frac{Q_2}{R_2} = V_1,$$

$$(2) \qquad \frac{Q}{\rho} + \frac{Q_1}{\rho} + \frac{Q_2}{R_2} = V_2;$$

ρ étant arbitraire, on aura

$$Q = -Q_1, \quad V_2 = \frac{Q_2}{R_2},$$

et, par suite, l'équation (1) donne

$$(3) \qquad Q = \frac{(V_1 - V_2) RR_1}{R_1 - R}.$$

On conclut de ces formules que :

1° Si l'armature extérieure communique avec le sol

$$V_2 = 0,$$

et, par suite, on a

$$Q = -Q_1 = \frac{V_1 RR_1}{R_1 - R}, \quad Q_2 = 0.$$

Si A communiquait seul avec la source à potentiel V_1, B étant

enlevé ou isolé, à la condition que R_1 et R_2 soient sensiblement égaux, il prendrait une charge $q = V_1 R$, d'où, pour le pouvoir condensant,

$$(4) \qquad \frac{Q}{q} = \frac{R_1}{R_1 - R} = \frac{R + e}{e} = 1 + \frac{R}{e},$$

e désignant l'épaisseur de la couche isolante, ou bien encore

$$\frac{Q}{q} = \frac{R}{e},$$

si l'unité est négligeable devant le rapport $\frac{R}{e}$, qui est très-grand, si e est très-petit.

2° Si A communique avec le sol, et l'armature extérieure B avec une source à potentiel V_1, on aura, pour les charges de A et de B,

$$(5) \qquad Q = -\frac{V_1 R R_1}{R_1 - R},$$

$$(6) \qquad Q_1 + Q_2 = V_1 \left(\frac{R R_1}{R_1 - R}\right) + R_2;$$

l'équation (6) devient, en admettant que $R_1 = R_2$,

$$(7) \qquad Q_1 + Q_2 = V_1 \frac{R_1^2}{R_1 - R}.$$

Si A était isolé à l'intérieur de B, cette dernière armature prendrait une quantité q d'électricité telle, que $q = V_1 R_2$; d'où, pour le pouvoir condensant,

$$(8) \qquad \frac{Q_1 + Q_2}{q} = 1 + \frac{R R_1}{R_2 (R_1 - R)}.$$

Si l'on admet $R_1 = R_2$ et que l'on pose $R_1 - R = e$, l'équation (8) devient

$$(9) \qquad \frac{Q_1 + Q_2}{q} = 1 + \frac{R}{e},$$

obtenue précédemment. Seulement, dans ce cas, les quantités d'électricité accumulées sur les deux armatures sont inégales, et si l'on produit une décharge à l'aide de ces électricités, il y aura un

résidu égal à $V_1 R_2$, ce qui n'arriverait pas avec la première disposition.

3° Si aucune des armatures ne communique avec le sol, non plus qu'aucun des pôles de la source employée, on aura pour A

$$Q = (V_1 - V_2)\frac{R(R+e)}{e},$$

pour B

$$Q_1 + Q_2 = -(V_1 - V_2)\frac{R(R+e)}{e} + V_2 R_2$$
$$= -(V_1 - V_2)\frac{R(R+e)}{e} + V_2(R+e),$$

en supposant $R_1 = R_2$.

La charge de l'armature interne reste donc la même dans tous les cas, si l'on admet que $V_1 - V_2$ reste constant et égal à la valeur que prend V_1, quand l'autre pôle de la source communique avec le sol; la charge de l'armature extérieure varie seule, mais faiblement, si elle est très-peu épaisse, et si les deux armatures sont très-rapprochées.

Les conclusions sont vérifiées par ce fait qu'avec une machine de Holtz une bouteille de Lane donne le même nombre de décharges par minute, que l'on fasse communiquer un quelconque des pôles avec le sol ou qu'ils soient isolés et en relation chacun avec une des armatures de la bouteille.

La théorie du condensateur à plateaux a été donnée par M. Clausius, en admettant : 1° que l'épaisseur de chaque plateau est très-faible et négligeable par rapport à son diamètre; 2° que la distance des deux armatures est également très-faible par rapport à ce diamètre; 3° enfin que l'électricité était distribuée uniformément sur les deux plateaux; et cette dernière hypothèse est très-éloignée de la vérité. En effet, sur un disque circulaire, d'épaisseur nulle, l'électricité croît rapidement vers les bords et sa densité devient théoriquement infinie sur le bord lui-même. En réalité, il n'en est pas ainsi à cause de l'épaisseur du disque, finie quoique très-petite; et l'on sait, d'après les recherches de Coulomb, que la densité reste constante jusqu'à une faible distance du bord du disque. Quant aux surfaces d'égal potentiel dans le voisinage de la

plaque, ce sont des ellipsoïdes de révolution, très-aplatis, que l'on peut confondre dans une partie de leur étendue avec le plan tangent parallèle au disque.

M. Clausius calcule la valeur du potentiel en un point situé sur la normale menée par le centre du disque, à une distance x de ce dernier, en admettant une distribution uniforme de l'électricité à la surface du disque. Soient h_1 et h_2 les densités de l'électricité sur chacune des faces; tout se passera, pour une épaisseur infiniment petite, comme si l'électricité se trouvait avec une épaisseur $h_1 + h_2$, répandue sur une seule face. On trouve pour la valeur de ce potentiel

$$V = 2\pi(h_1 + h_2)\left(\sqrt{R^2 + x^2} - x\right) \quad \text{ou} \quad 2\pi(h_1 + h_2)(R - x),$$

en négligeant x^2 devant R^2.

M. Clausius admet, en outre, que le potentiel a la même valeur en chaque point du plan parallèle au disque situé à la distance x de ce dernier.

Sur la surface même du disque, le potentiel serait, en faisant $x = 0$,

$$V = 2\pi(h_1 + h_2)R.$$

Soit Q la quantité totale d'électricité qui a servi à charger le plateau; on aura

$$h_1 + h_2 = \frac{Q}{\pi R^2},$$

et, par suite, on a pour la valeur du potentiel

$$V = \frac{2Q}{R}$$

à la surface du disque, et

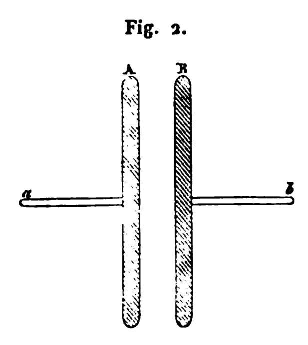
$$V = \frac{2Q}{R^2}(R - x)$$

sur un plan parallèle au disque.

Supposons que deux plateaux A et B soient placés en présence (*fig.* 2), séparés par une couche d'air d'épaisseur e, que l'un communique avec une source à potentiel V_1 et l'autre avec une

source à potentiel V_2; soient Q_1 et Q_2 les quantités d'électricité contenues par les deux plateaux, chacun se confondant avec la

Fig. 2.



surface d'égal potentiel correspondant à l'autre, on aura les deux équations

$$(10)\qquad \begin{cases} V_1 = \dfrac{2Q}{R} + \dfrac{2Q_1}{R^2}(R-e), \\ V_2 = \dfrac{2Q_1}{R} + \dfrac{2Q}{R^2}(R-e). \end{cases}$$

On déduit de ces deux équations

$$(11)\qquad \begin{cases} \dfrac{Q}{R^2} = \dfrac{V_2 e + (V_1 - V_2)R}{2(2R-e)e}, \\ \dfrac{Q_1}{R^2} = \dfrac{V_1 e - (V_1 - V_2)R}{2(2R-e)e}. \end{cases}$$

Des équations (11) on peut tirer les conclusions suivantes :

1° Supposons B en communication avec le sol, on aura

$$V_2 = 0,$$

d'où

$$(12)\qquad \begin{cases} Q = \dfrac{V_1 R^3}{2(2R-e)e}, \\ Q_1 = \dfrac{V_1 R^2(R-e)}{2(2R-e)e}. \end{cases}$$

Le rapport des charges des deux plateaux

$$(13)\qquad \frac{Q_1}{Q} = m = \frac{R-e}{R} = 1 - \frac{e}{R}.$$

M. Riess a déterminé directement ce rapport ([1]); seulement les plateaux qu'il a employés, ayant un rayon de 40,8 lignes, portaient deux tiges ayant 3,5 lignes, fixées au centre des disques, ce qui change un peu les conditions de l'influence. Les nombres qu'il a obtenus sont plus faibles que ceux qui sont calculés à l'aide de la formule précédente. Voici le tableau de ces nombres :

DISTANCES.	m	
	MESURÉ.	CALCULÉ.
2	0,911	0,951
3	0,887	0,927
4	0,854	0,902
5	0,823	0,878
10	0,689	0,755
15	0,612	0,633
20	0,500	0,510

La moyenne des rapports des deux valeurs de m est 1,049.

Si B était à une distance infinie de A, celui-ci ne recevrait qu'une charge $q = \frac{V_1 R}{2}$, d'où, pour le pouvoir condensant,

$$(14) \quad \frac{Q}{q} = \frac{R^2}{e(2R - e)} = \frac{R^2}{R^2 - (R - e)^2} = \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{e}{R}\right)^2} = \frac{1}{1 - m^2}.$$

Cette formule est identique à celle que Biot avait déduite d'une théorie inexacte, qui conduisait à attribuer au condensateur sphérique un pouvoir condensant infini.

On peut simplifier l'expression (14), en négligeant $\frac{e^2}{R^2}, \frac{e^3}{R^3}, \cdots$; en effet, on a

$$\frac{Q}{q} = \frac{R^2}{e(2R - e)} = \frac{R}{2e}\left(1 + \frac{e}{2R}\right) = \frac{1}{4} + \frac{R}{2e},$$

ou encore $\frac{R}{2e}$, en négligeant la fraction $\frac{1}{4}$.

([1]) Riess, *Reibungs Electricität*, t. I, p. 318.

Dans la décharge, c'est la quantité Q_1 qui disparaît, et il reste un résidu minimum égal à $Q - Q_1$.

On pourrait encore écrire

$$Q = \frac{V_1 R^2}{4e}\left(1 + \frac{2e}{R}\right), \quad Q_1 = -\frac{V_1 R^2}{4e}\left(1 - \frac{2e}{R}\right);$$

le résidu serait

$$Q - Q_1 = V_1 R.$$

2° Supposons que les deux armatures soient isolées et communiquent chacune avec une source à potentiels égaux à $+\frac{V_1}{2}$ et $-\frac{V_1}{2}$, on aura

$$V_1 + V_2 = 0 \quad \text{et} \quad Q = \frac{V_1 R^2}{4e}, \quad Q_1 = -\frac{V_1 R^2}{4e}.$$

Les deux armatures contenant des quantités égales d'électricité, le résidu est nul, et la quantité totale servant à la décharge est plus forte que dans le cas précédent, si l'on ne peut négliger $\frac{2e}{R}$. Avec l'électroscope condensateur, au contraire, comme e est très-petit, les charges restent les mêmes, quel que soit le mode employé pour le charger avec les faibles sources d'électricité que l'on emploie.

Pour déterminer par l'expérience le pouvoir condensant, on peut employer plusieurs méthodes.

1° *Méthode de M. Riess* (1).—Voici une méthode due à M. Riess; elle n'est pas tout à fait rigoureuse, mais elle est assez rapide et pourrait être rendue plus exacte. Supposons que l'on donne au plateau collecteur une certaine charge q et soit C sa capacité électrique, on aura, pour le potentiel intérieur,

$$V = \frac{q}{C}.$$

On sait, de plus, qu'en un point quelconque du plateau la densité de la couche électrique h est donnée par l'expression

$$\frac{dV}{dn} = -4\pi h,$$

(1) RIESS, *Reibungs Electricität*, t. I, p. 307.

$\frac{dV}{dn}$ étant la dérivée du potentiel suivant la normale. Supposons que l'on touche l'extrémité d'une tige fixée perpendiculairement au plateau et assez longue, avec un plan d'épreuve, on mesurera h proportionnellement à l'aide de la balance de Coulomb. Si l'on approche du premier plateau le plateau condensateur, en communication avec le sol, tout se passe comme si le premier plateau prenait une autre capacité électrique C_1, avec $C_1 > C$, et le pouvoir condensant devient $\frac{C_1}{C}$. La distribution de l'électricité varie, il est vrai, à la surface du collecteur; mais elle ne varie pas sensiblement sur la tige, si le plateau a une faible épaisseur.

On aura donc, dans ce cas,

$$V_1 = \frac{q}{C_1}\frac{dV_1}{dn} = -4\pi h_1, \quad \text{d'où} \quad \frac{h}{h_1} = \frac{C_1}{C},$$

expression qui égale la valeur du pouvoir condensant.

M. Riess mesurait les deux charges successivement à l'extrémité de la tige avec deux plans d'épreuve portés l'un après l'autre dans la balance de torsion, en faisant les corrections relatives à la déperdition.

Voici les résultats auxquels il est arrivé, avec les plateaux employés dans l'expérience citée plus haut; les nombres qu'il a obtenus vérifient très-exactement la valeur du pouvoir condensant, exprimée par la formule $\frac{1}{1-m^2}$, à laquelle conduit également la théorie du potentiel.

DISTANCES.	m MESURÉ.	$1 - m^2$.	$\frac{h_1}{h}$.
2	0,911	0,170	0,155
3	0,887	0,213	0,219
4	0,854	0,271	0,274
5	0,823	0,323	0,306
10	0,689	0,525	0,488
15	0,612	0,626	0,630
20	0,500	0,750	0,688
50	0,263	0,951	0,888

2° *Méthode employée par M. Angot.* — M. Angot a mesuré, à l'aide de l'électromètre, la capacité électrique du plateau collecteur, en mettant le plateau condensateur à diverses distances du premier; il a reconnu que, avec un plateau ayant un rayon de $9^c,15$, les résultats obtenus pouvaient être représentés par la formule $e(C - 6,80) = 23,75$, ce qui donne, pour le pouvoir condensant C,

$$C = \frac{23,75}{e} + 6,80.$$

Si $e = \infty$, $C = 6,80$ serait la capacité électrique du plateau collecteur tout seul. Les divergences de cette formule et de celle de Clausius sont assez considérables; ces différences absolues diminuent à mesure que e augmente; mais la différence relative devient plus grande; de plus, C déterminé expérimentalement est plus grand que C calculé, comme le montre le tableau ci-joint :

DISTANCES.	C		DIFFÉRENCE absolue.	DIFFÉRENCE relative.
	CALCULÉ.	MESURÉ.		
0,0814	258	290	32	0,12
0,1104	191	217	26	0,13
0,1803	117	135	18	0,15
0,2781	76	92	16	0,21
0,3549	60	73	13	0,22
0,7086	31	40	9	0,29
1,0630	21	29	8	0,38
1,2540	18	26	8	0,44
2,4210	10	18	8	0,80

SUR L'AIMANTATION DE L'ACIER PAR LES COURANTS, ET SUR LA SITUATION DES POLES DANS LES AIGUILLES LONGUES;

PAR M. E. BOUTY.

Considérons une bobine de grande longueur, animée par un courant constant. Si l'on introduit une aiguille d'acier dans l'axe

de la bobine, elle se trouve placée dans un champ magnétique constant, et acquiert une distribution magnétique temporaire déterminée. Cette distribution est d'ailleurs indépendante de la longueur de l'aiguille employée, pourvu que celle-ci soit assez grande par rapport au diamètre, et consiste en deux plages magnétiques de masses m et $-m$ occupant les deux extrémités. Soit l la longueur de l'aiguille, y son moment magnétique, $\frac{d}{2}$ la distance de l'un des pôles à l'extrémité voisine, on a

$$(1) \qquad y = m(l - d).$$

Si l'on veut avoir une image physique des phénomènes, on peut considérer m comme représentant le nombre des files moléculaires magnétiques embrassées dans la section moyenne de l'aiguille comme dans un anneau, et s'épanouissant aux extrémités par suite de la répulsion mutuelle de leurs pôles : m est alors la quantité de magnétisme au centre de l'aiguille. Les files moléculaires sans action l'une sur l'autre dans leur partie moyenne ont à cette place une *densité* indépendante de la forme et de la grandeur absolue de la section, et pour une aiguille cylindrique, de rayon r par exemple, on a

$$(2) \qquad m = \pi r^2 \mu.$$

La quantité μ est caractéristique de l'intensité F du champ magnétique et de la nature de la substance employée.

Poisson et, après lui, Green ont fait, sur la dépendance de μ et de F, une hypothèse bien simple et assez naturelle, sur laquelle sont fondés tous leurs calculs, et qui malheureusement n'est pas justifiée par l'expérience. Ils posaient

$$(3) \qquad \mu = KF,$$

K étant une constante spécifique ; mais on est obligé de remplacer cette constante par une fonction de F à laquelle on a donné le nom de *fonction magnétisante*, et dont la variation singulièrement complexe [1] n'a pas encore reçu d'interprétation théorique satisfaisante. Il n'y a donc actuellement dans ces recherches d'autre

[1] Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 217.

guide à suivre que l'expérience, et toute idée préconçue ne doit être acceptée qu'avec la plus grande réserve.

J'ai cherché à déterminer simultanément les deux quantités m et d sans effectuer d'autres mesures que celles des moments magnétiques. Il suffit pour cela d'employer une série d'aiguilles de même diamètre et de longueurs différentes, et d'appliquer la formule (1). Deux observations suffisent théoriquement; mais on peut en effectuer un nombre assez grand pour obtenir m et d avec toute l'approximation désirable.

Je n'insisterai pas sur la manière bien connue de mesurer les moments magnétiques temporaires, au moyen de la déviation produite sur une aiguille aimantée, suspendue par un fil de cocon et munie d'un miroir; je passerai aussi rapidement sur les résultats que j'ai obtenus relativement à la fonction magnétisante temporaire : ses caractères sont bien ceux indiqués par M. Rowland ([1]); mais, en employant de l'acier fortement ou faiblement trempé, j'ai pu préciser les modifications introduites par la trempe dans les propriétés magnétiques des aiguilles minces, et constater que la courbe construite, en prenant pour abscisses les forces F, pour ordonnées les quantités μ, ressemble d'autant mieux à une ligne brisée arrondie sur les angles que la trempe est plus dure ([2]).

Les résultats relatifs à d doivent nous arrêter davantage, car la théorie est muette à ce sujet, et c'est, je crois, la première fois que la question est traitée par l'expérience. J'ai trouvé :

1° Que la distance d est indépendante de l'intensité du champ magnétique qui produit l'aimantation;

2° Que cette distance est liée au degré de trempe communiqué à l'acier.

Ces résultats, on va le voir, ne sont pas sans importance au point de vue de la distribution du magnétisme.

Je rappellerai d'abord une loi empirique énoncée par M. Jamin. Considérons une barre de longueur infinie et saturée : *la distribution magnétique est représentée par la formule*

$$u = AK^{-x}, \tag{4}$$

([1]) Voir *Journal de Physique*, t. III, p. 317.

([2]) La trempe recule en outre la valeur de F pour laquelle l'aimantation commence à devenir sensible, et elle diminue la valeur du moment de saturation.

où u représente l'ordonnée magnétique à une distance x de l'extrémité de la barre. Pour un même acier à divers états, la quantité A (capacité magnétique) *est constante; la quantité* K (conductibilité magnétique) *change seule.*

On démontre aisément que, dans les conditions prévues par cette loi, la distance $\frac{d}{2}$ d'un pôle à l'extrémité voisine est $\frac{1}{\log K}$, et la quantité de magnétisme $m = \frac{A}{\log K}$. On a donc $\frac{2m}{d} = A$.

Voici maintenant le résultat d'expériences faites sur de l'acier à pivots pour horlogers : 1° faiblement trempé, tel qu'il est livré par le fabricant; 2° trempé dur, de manière à se rompre comme verre. Les valeurs de m et de d sont exprimées en unités arbitraires.

Trempe.	*m.*	*d.*	A.
Faible.........	3,47	20,67	0,3350
Forte.....	1,60	9,20	0,3478

Quand même il faudrait attribuer quelque part au hasard dans une concordance si parfaite des deux valeurs de A, l'expérience ci-dessus n'en constituerait pas moins une vérification remarquable de la loi de M. Jamin. Remarquons, de plus, que, si l'on admet que la formule (4) s'applique même aux aiguilles non saturées, K doit être indépendant de F comme d; par suite, la quantité A varie proportionnellement à la fonction magnétisante μ.

Tels sont les principaux résultats de l'étude du magnétisme temporaire. Voici maintenant ce qui se rapporte au magnétisme permanent.

Quand l'aiguille aimantée temporairement est soustraite à l'action inductrice extérieure, un nouvel équilibre se produit, dans lequel intervient, concurremment avec les réactions mutuelles des files magnétiques devenues libres, une résistance spéciale de l'acier qui s'oppose à leur disparition complète. Les formules (1) et (2) conservent leur généralité, mais en y remplaçant la densité μ par une densité plus faible μ', et la distance d par une distance d' en général plus grande. Ces deux grandeurs se déterminent, comme précédemment, par une série de mesures de moments magnétiques.

On trouve :

1° Que les fonctions μ et μ' de magnétisme temporaire et perma-

nent varient indépendamment l'une de l'autre, ou tout au moins que le rapport $\frac{\mu}{\mu'}$ varie avec F d'une manière très-différente, suivant la nature et l'état de la substance magnétique;

2° Que la longueur d' décroît quand F augmente, et d'abord sensiblement d'après la formule

$$d' = \delta(1 - aF),$$

où δ et a sont des constantes, pour se rapprocher ensuite asymptotiquement de la valeur d, commune aux aiguilles temporaires et aux aiguilles permanentes saturées.

Ainsi la forme de la courbe de distribution est plus allongée dans le cas de l'aimantation permanente, et change avec le degré de saturation. Ou bien la formule de M. Jamin ne s'applique pas à la distribution correspondante, ou, ce qui est beaucoup plus probable, le coefficient K devient, dans le cas que nous considérons, une fonction de la force magnétisante.

J. RAND-CAPRON. — On the comparaison of some spectra with the spectrum of the aurora (Sur la comparaison de divers spectres avec celui de l'aurore boréale); *Philosophical Magazine*, t. XLIX, p. 249; 1875.

La brillante théorie de de la Rive sur l'aurore boréale a été, comme on sait, bien ébranlée par les travaux d'Angström, qui, constatant des différences profondes entre le spectre de l'arc polaire et celui de l'étincelle électrique dans l'air raréfié, avait dû se refuser à admettre l'identité des deux phénomènes.

Les conclusions d'Angström ont été à leur tour contestées par M. Vogel, qui montrait entre les deux spectres des coïncidences inaperçues par Angström, et admettait, pour expliquer leurs différences, une variabilité dans le spectre d'un même gaz, suivant sa température et sa pression.

Un nouveau Mémoire d'Angström, en réponse au précédent, a amené cet habile physicien aux conclusions suivantes :

1° L'aurore a deux spectres différents, l'un comprenant seule-

ment une ligne très-brillante dans le jaune vert, l'autre le reste des lignes moins brillantes.

2° La ligne brillante tombe dans un groupe de lignes appartenant aux carbures d'hydrogène, mais ne coïncide avec aucune ligne importante de ce groupe, et l'observation contraire de M. Vogel est un fait *accidentel*.

3° Il n'y a aucune humidité dans les régions de l'aurore.

4° On peut admettre que les bandes peu brillantes du second spectre de l'aurore sont assimilables au spectre du pôle négatif des tubes de Geissler, peut-être modifiées plus ou moins par des additions provenant du spectre à bandes et à lignes de l'air.

5° La seule explication probable de la ligne brillante dans le jaune vert consiste à l'attribuer à la fluorescence ou à la phosphorescence.

6° Il n'est nullement nécessaire, pour expliquer le spectre de l'aurore, d'admettre la variabilité des spectres des gaz.

Le Mémoire d'Angström se trouve à son tour discuté dans le travail de M. Rand-Capron, qui a soumis à une comparaison soignée le spectre de l'aurore et ceux de l'étincelle électrique dans différents gaz et à diverses pressions.

Ses observations sur les caractères particuliers de ces divers spectres, sur leurs ressemblances ou leurs différences, ne sont pas susceptibles d'analyse; l'auteur en a résumé les points essentiels dans le tableau suivant, qui donne les positions comparatives des lignes de l'aurore, avec les principales lignes des spectres étudiés. La lettre C indique les coïncidences, les lettres V et TV signifient voisine et très-voisine.

Mais ce que le tableau ne donne pas, ce qu'une description, même minutieuse, serait incapable de rendre, c'est la *physionomie* individuelle des divers spectres et leur air de famille. Les coïncidences ne sont pas seulement à consulter pour cela. En dehors d'elles, il n'y a pas d'identité possible entre deux spectres qui ne présentent d'ailleurs aucune analogie et laissent leur identité douteuse.

LONGUEURS D'ONDE DES LIGNES DE L'AURORE.	6297 β	5569 α	5390 ζ	5233 δ	5189 δ	5004 γ	4694 à 4629 ε	? 4350 ε
Tube à hydrogène.........	″	V	″	V	C	″	deux lignes dans la bande ε.	Trop incertaine dans sa position pour la comparaison.
Tube à gaz de l'éclairage...	Ne se retrouve pas dans les spectres étudiés.	″	″	V	TV	″	une ligne dans la bande ε.	
Tube à oxygène...........		″	″	″	V	″	″	
Tube à air, partie capillaire.		bande	bande	″	V	″	deux lignes dans la bande ε.	
Tube à air, pôle violet.....		″	″	″	bande	C	une ligne dans la bande ε.	
Tube à air, pôle rouge.....		bande	bande	″	V	″	deux lignes dans la bande ε.	
Tube de de la Rive, et tube phosphorescent.		bande	bande	″	V	″	deux lignes dans la bande ε.	
Étincelle dans l'air........		V	″	″	V	C	deux lignes dans la bande ε.	
Étincelle dans l'air sur l'eau.		spectre continu et lignes de l'air.					deux lignes dans la bande ε.	
Hydrogène phosphoré.....		V	bande	bande	″	″	″	
Fer (perchlorure).........		TV	V	TV	TV	″	″	

Il faut donc consulter l'impression de l'observateur et s'en rapporter un peu à lui. Or M. Rand-Capron *ne voit aucune raison de donner à l'auréole du pôle violet une place spéciale ou distinguée dans la comparaison avec le spectre de l'aurore.*

De même le spectre continu de l'aurore se présente à lui dans le spectroscope comme *plus local et plus dense* que le spectre continu qu'on observe entre les lignes ou les bandes du spectre des gaz ; et, comme ce caractère se retrouve dans le spectre de l'air humide, il n'est pas disposé à croire, comme Angström, à l'absence totale d'humidité dans les régions de l'aurore. Il cite à l'appui de son opinion l'aspect *nuageux* que présentent quelquefois certaines parties de l'arc polaire.

Il se trouve mieux d'accord avec Angström au sujet de la ligne brillante du jaune vert, qu'il attribue aussi à un phénomène de

fluorescence ou de phosphorescence. D'après lui, la ligne rouge du spectre pourrait bien être due à la même cause.

Enfin les lignes fines du spectre proviennent, dans sa pensée, de deux sources : l'une est le spectre de l'air raréfié (mais non spécialement celui du pôle violet), dans lequel les lignes H jouent un rôle prédominant ; l'autre source peut être le spectre du phosphore et du fer. Le spectre du fer occupe le premier rang parmi ceux étudiés par l'auteur, lorsque la comparaison avec le spectre de l'aurore tient compte des coïncidences et des presque coïncidences. Cette corrélation est frappante, quand on songe aux travaux du professeur Nordenskiöld sur la poussière métallique et magnétique existant dans les régions polaires.

Enfin, au sujet de l'invariabilité des spectres des gaz, l'auteur, tout en se montrant réservé sur cette question, dit que, si l'on prend l'opinion d'Angström dans son sens le plus absolu, il n'y a pas de spectre de gaz que l'on puisse identifier avec le spectre de l'aurore. Il est d'ailleurs certain que les lignes d'un même spectre peuvent varier en nombre et en éclat avec la température, et en largeur avec la pression du gaz. Le spectre mérite de nouvelles études.

Duclaux.

Ch. TOMLINSON. — On the action of solids in liberating gaz from solution (Sur le rôle des corps solides dans le dégagement des gaz de leurs solutions); *Philosophical Magazine*, 4e série, t. XLIX, p. 302-307.

Cet article est une critique de la Note *Sur les analogies que présentent le dégagement des gaz de leurs solutions sursaturées et la décomposition de certains corps explosifs*, insérée dans le tome IV, p. 42 de ce Recueil, et qui a été reproduite dans le *Philosophical Magazine*, 4e série, t. XLIX, n° 323.

L'auteur cherche à établir, contrairement à mes expériences, que la couche gazeuse condensée à la surface des corps solides que l'on introduit dans les solutions sursaturées, ou retenue dans les anfractuosités de cette surface, ne joue aucun rôle dans le dégagement des gaz dissous. A l'appui de sa thèse, il ne donne en réalité rien

qui ne se trouve dans ses publications antérieures sur ce sujet ([1]). Parmi les expériences qu'il rappelle, il en est une à laquelle je m'attacherai particulièrement, parce qu'elle a été donnée en opposition avec une expérience tout à fait analogue que j'avais fait connaître ([2]), et aussi parce qu'elle me semble fixer l'opinion sur la nature du phénomène.

J'introduis dans une solution gazeuse sursaturée une petite cloche de verre dont l'ouverture est tournée vers le bas et qui a perdu par l'action de la chaleur ou par des lavages convenables la propriété de provoquer par elle-même le dégagement des bulles de gaz; j'amène ainsi au sein de la solution une certaine quantité d'air. Au bout de quelques instants, le volume du gaz retenu sous la cloche augmente aux dépens du gaz dissous; puis, lorsque la cloche est remplie, il se dégage de temps en temps une grosse bulle du mélange gazeux, jusqu'à ce que la solution cesse d'être sursaturée dans la région où se trouve l'ouverture de la cloche.

L'explication de ce phénomène me paraît très-simple: au contact de l'atmosphère de la cloche, la couche liquide sursaturée émet par sa surface l'excédant de la quantité du gaz dissous sur celle qui se dissoudrait dans le liquide au contact de l'atmosphère gazeuse actuelle de la cloche. Ce dégagement se continue par suite des échanges de gaz qui se font entre la couche superficielle qui n'est plus sursaturée et la couche suivante qui l'est encore.

M. Tomlinson opère de la manière suivante : au lieu d'emprisonner une certaine quantité d'air sous une cloche de verre, il la retient dans une petite cage en toile métallique à mailles très-serrées, et il prétend qu'en introduisant cet appareil dans de l'eau de Seltz il ne provoque pas de dégagement gazeux. J'ai varié cette expérience de diverses manières, et j'ai toujours observé, comme dans l'expérience de la cloche, que la masse gazeuse emprisonnée dans la cage s'accroît aux dépens du gaz dissous. Au bout de quelques minutes, elle a suffisamment augmenté pour que des bulles se fassent jour par les mailles les plus larges, et l'on peut même dé-

---

([1]) Le lecteur qui désirerait être renseigné plus complétement sur les publications antérieures de M. Tomlinson, relativement au même sujet, en trouvera un examen critique dans un Mémoire inséré dans les *Annales scientifiques de l'École Normale*, 2e série, t. IV, p. 311.

([2]) *Comptes rendus*, t. LXIII, p. 883 (19 novembre 1866).

terminer d'avance les points par lesquels s'effectuera le dégagement gazeux, en élargissant certaines mailles avec une pointe d'aiguille.

L'expérience est très-nette et d'une réalisation très-facile; si M. Tomlinson la répète attentivement, ainsi qu'un certain nombre d'autres relatées dans le Mémoire que j'ai indiqué plus haut, je crois qu'il ne se refusera plus à admettre l'influence du gaz introduit au sein d'une solution sursaturée sur le dégagement de la portion du gaz dissous qui est retenue par sursaturation.

D. Gernez.

J. KERR. — A new relation between electricity and light : dielectrified media birefringent (Nouvelle relation entre l'électricité et la lumière. Biréfringence des milieux diélectriques transparents); *Philosophical Magazine*, 3e série, t. L, p. 337, novembre 1875.

Voici une nouvelle et remarquable action de l'électricité sur les molécules des corps transparents diélectriques, qui offre une certaine analogie avec la découverte de Faraday sur la rotation du plan de polarisation produite par l'influence des aimants. Les expériences qui mettent ces phénomènes en évidence sont délicates et nécessitent un ensemble de précautions décrites avec soin par l'auteur : nous allons les résumer en peu de mots. Une plaque rectangulaire de verre bien pur, d'environ 2 centimètres d'épaisseur, 5 de largeur et 15 de longueur, est percée, parallèlement aux grandes faces, à égale distance des deux et dans le sens de la plus grande longueur, de deux trous de 2 à 3 millimètres de diamètre, de manière à être exactement dans le prolongement l'un de l'autre et à laisser entre leurs extrémités un intervalle de 6 millimètres environ, destiné à constituer le champ optique soumis à l'induction. Deux tiges de cuivre pénètrent jusqu'au fond de ces trous; elles sont soigneusement mastiquées à la gomme laque, et le tout est isolé et verni avec soin, excepté deux cercles situés au centre des faces parallèles et comprenant le champ optique.

La tension électrique est fournie par une bobine de Ruhmkorff, pouvant donner des étincelles d'environ 20 centimètres; on fait varier à volonté la différence de potentiel des tiges en les réunissant par un excitateur entre les boules duquel s'échange un flux

continuel d'étincelles, d'autant plus longues que la différence de potentiel doit être plus grande.

La glace ainsi préparée est placée entre deux Nicols, séparés l'un de l'autre par une distance de 1 mètre environ et à égale distance des deux. Une lampe est placée en face de l'un des Nicols; l'œil, placé derrière l'autre, voit donc la flamme de la lampe à travers le centre du champ optique de la lame, qui est traversée par la lumière dans une direction perpendiculaire à ses faces et aux lignes de force.

Mais il est souvent impossible de produire l'extinction rectangulaire à cause de la trempe que conserve le verre; on détruit son effet au moyen d'une lame compensatrice, formée d'une plaque carrée d'environ 15 centimètres de côté, prise dans la même lame que le verre soumis à l'induction et placée devant le Nicol analyseur. Le circuit étant ouvert, on fait mouvoir convenablement la lame compensatrice et l'analyseur, et l'on obtient facilement l'extinction. La lame induite étant placée dans une position telle que l'axe des tiges inductrices fasse un angle de 45 degrés avec la section principale des deux Nicols croisés, on forme le circuit inducteur après avoir réglé l'excitateur, de manière à obtenir des étincelles de 15 centimètres de longueur.

Au bout de deux secondes environ, la lumière reparaît, faible d'abord, puis de plus en plus brillante, et atteint son maximum au bout de vingt à trente secondes au plus. Une rotation de l'analyseur ne peut rétablir l'extinction. Si l'on ouvre le circuit, la lumière s'affaiblit, d'abord très-vite, puis de plus en plus lentement, et l'extinction complète exige, pour se produire, un temps d'autant plus long que l'induction a été plus énergique et a été plus prolongée. Si on lui donne sa valeur maxima et qu'on la prolonge vingt minutes, l'extinction peut mettre près d'une heure à se produire.

Si la section principale du polariseur est parallèle ou perpendiculaire à la direction des tiges inductrices, l'effet est irrégulier ou nul. Les très-faibles effets que l'on observe dans ce cas peuvent dépendre d'un défaut d'ajustement, d'irrégularités de structure moléculaire ou de variations de température.

Si les boules de l'excitateur sont rapprochées de manière à donner des étincelles de 5 centimètres seulement, le rétablissement de l'illumination du champ exige une minute environ. Si alors on

écarte les boules, l'éclat du champ augmente très-visiblement.

L'effet produit est indépendant du sens de l'électrisation : il n'est pas diminué par des renversements alternatifs du courant inducteur.

En résumé, une lame de glace soumise à l'induction exerce une action dépolarisante sur la lumière qui la traverse perpendiculairement aux lignes de force. L'effet est maximum quand le plan de polarisation est à 45 degrés des lignes de force; il est nul ou irrégulier quand il leur est parallèle ou perpendiculaire. L'effet optique croît avec la tension électrique, il exige un certain temps pour se produire et pour disparaître; le sens de l'électrisation est sans influence. L'auteur a déterminé la nature de la double réfraction produite en disposant entre la lame induite et l'analyseur un compensateur formé de deux bandes de glace, dont l'une pouvait être comprimée, l'autre étirée, parallèlement à l'axe d'induction. La lame induite s'est toujours comportée comme si elle était soumise à une compression virtuelle, c'est-à-dire que l'on a toujours pu annuler sa double réfraction par une extension convenable de la lame compensatrice, parallèlement aux lignes de force. Le verre et le quartz, soumis à l'induction, se comportent comme le verre comprimé, c'est-à-dire deviennent négatifs. La résine, au contraire, prend la double réfraction positive, comme si elle était soumise à une tension virtuelle. Si l'on explore la lame induite dans une direction perpendiculaire au milieu de la ligne de jonction des tiges inductrices, on voit l'effet optique diminuer à mesure que l'on s'écarte du centre du champ. Cette diminution est surtout sensible pendant la première période de l'expérience, avant que la lumière transmise ait acquis sa valeur maxima, mais l'effet est toujours de même sens qu'au centre du champ, c'est-à-dire que pour le verre il représentera toujours une compression, et pour la résine une tension virtuelle.

Les vues de Faraday sur la constitution et le rôle du diélectrique semblent ainsi confirmées; les molécules du diélectrique se polarisent dans le champ induit et se groupent en files suivant les lignes de force, comme la limaille de fer entre les pôles d'un aimant. De ce groupement résulte une modification de structure moléculaire due à la seule influence de l'induction. Si le diélectrique est isotrope, il prend la structure d'un cristal à un axe; dans l'autre cas, on peut

admettre que la structure uniaxiale se superpose à sa structure primitive.

L'induction électrique a probablement à vaincre, dans les diélectriques, une force analogue à la force coercitive des corps magnétiques : de là la nécessité d'une trempe appréciable pour développer ou laisser disparaître la structure uniaxiale; mais, si l'action est énergique et continuée longtemps, cette structure peut devenir durable. Les liquides soumis à l'induction ne présentent naturellement rien de semblable.

Des électrisations inverses se succédant exercent des actions inverses en ce qui concerne la polarisation, mais concordant par leur action sur la structure moléculaire. L'effet est le même que celui d'une électrisation continuée dans le même sens. L'électricité des machines donne, à égalité de tension, les mêmes effets que celle de la bobine d'induction.

Ces expériences, et les conséquences qu'en tire l'auteur, me paraissent de nature à jeter une vive lumière sur la théorie des phénomènes électriques. Les phénomènes lumineux sont employés ici comme un moyen très-délicat de mettre en évidence une modification de structure moléculaire produite sous l'influence de l'électricité.

On savait déjà qu'un bloc de verre acquiert, après avoir été percé par la décharge d'une bobine d'induction, des propriétés analogues à celles du verre trempé; mais il y a loin d'une action mécanique, presque instantanée et assez puissante pour désagréger une partie de la lame de verre, à cette action graduelle qui modifie temporairement la structure des milieux induits, suivant des lois mathématiques qu'il sera possible de vérifier et peut-être d'étendre au moyen de la méthode que nous devons à M. Kerr.

A. Crova.

FIN DU TOME QUATRIÈME.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

ERRATA.

Page 135, ligne 28; page 136, ligne 1; p. 138, lignes 12 et 13, R doit être remplacé par *r*.

Page 139, ligne 19, *au lieu de* III 1 19, *lisez* III 1 ox. 19.

Page 139, ligne 20, *au lieu de* IV 1 19, *lisez* IV 1 ox. 19.

Page 139, ligne 21, *au lieu de* 10,5, *lisez* 1,5.

L'analyse du *Nuovo Cimento* doit être signée *Duclaux*.

Page 270, ligne 17, *au lieu de* récepteur..... 0,0008, *lisez* récepteur..... 0,008.

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME QUATRIÈME.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES QUATRE PREMIERS VOLUMES.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume ; le second désigne la page.)

25.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS DES QUATRE PREMIERS VOLUMES.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

CONTENUES

DANS LES QUATRE PREMIERS VOLUMES.

Mécanique et pesanteur.

Actions moléculaires et Capillarité.

Acoustique.

Chaleur.

Électricité et Magnétisme.

Optique.

Météorologie et Physique du globe.

FIN DE LA TABLE ANALYTIQUE DES QUATRE PREMIERS VOLUMES.

Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.